Utrecht University Library
Partner in Science
Universiteit Utrecht

De invloed van een geioniseerd gas op het voortschrijden van electromagnetische golven en toepassingen daarvan op het gebied der draadlooze telegraphie en bij metingen aan glimlichtontladingen

https://hdl.handle.net/1874/272934

A 4° 192, 1920

DE INVLOED VAN EEN GEIONISEERD GAS OP HET VOORTSCHRIJDEN VAN ELECTROMAGNETISCHE GOLVEN EN TOEPASSINGEN DAARVAN OP HET GEBIED DER DRAADLOOZE TELEGRAPHIE EN BIJ METINGEN AAN GLIMLICHTONTLADINGEN

BALTH. VAN DER POL JR.

Diss.
Utrecht
1920

Diss. Utrecht 1920

DE INVLOED VAN EEN GEIONISEERD GAS OP HET VOORTSCHRIJDEN VAN ELECTROMAGNETISCHE GOLVEN EN TOEPASSINGEN DAARVAN OP HET GEBIED DER DRAADLOOZE TELEGRAPHIE EN BIJ METINGEN AAN GLIMLICHTONTLADINGEN

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE, AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS Dr. H. VISSCHER, HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER GODGELEERDHEID, VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP DINSDAG 27 APRIL 1920, DES NAMIDDAGS TE 4 UUR, DOOR **BALTHASAR VAN DER POL,** GEBOREN TE UTRECHT

UNIVERSITEITS BIBLIOTHEEK UTRECHT

JOH. ENSCHEDÉ EN ZONEN — HAARLEM

Aan mijne ouders en
aan mijne vrouw

Gaarne aanvaard ik de gelegenheid van het verschijnen van dit proefschrift, om aan allen, die tot mijn wetenschappelijke vorming hebben bijgedragen, mijne erkentelijkheid te betuigen.

In de eerste plaats geldt mijn dank U, Hoogleeraren der Philosophische Faculteit der Utrechtsche Hoogeschool voor het van U genoten onderwijs.

In het bijzonder dank ik U, hooggeleerde JULIUS, hooggeachte promotor, voor de leiding en belangstelling die ik van U geheel mijn studententijd mocht ontvangen, en ook voor de groote welwillendheid waarmee U mij tegemoet kwaamt, toen mijn bijzondere studierichting van de Uwe afweek.

Ook aan U, hoogeleerde ORNSTEIN, mijn dank voor de bereidwilligheid waarmede U mij steeds Uw steun bij mijn studie hebt gegeven.

In het „Pender Electrical Laboratory" (London), Professor FLEMING, leerde ik het grensgebied van de Natuurkunde en de Electrotechniek kennen.

Ook ben ik dank verschuldigd aan U, Professor ECCLES, voor de vele besprekingen, die ik met U mocht hebben over physisch-technische problemen o.a. in dit proefschrift bewerkt.

Van U, Sir JOSEPH THOMSON, heb ik, den tijd dat U mij gastvrij toestond te werken in het „Cavendish Laboratory" (Cambridge), — waar het hier beschreven experimenteele onderzoek plaats vond — o.a. geleerd, welk een voorname rol het theoretisch inzicht speelt bij het opzetten van een experimenteel onderzoek. Dat ik nooit tevergeefs Uw raad vroeg bij experimenteele en theoretische moeilijkheden, stemt mij tot groote erkentelijkheid.

Nog ten slotte een woord van groote waardeering en dank aan U, Hooggeleerde LORENTZ. Gedurende den tijd, dat ik als Conservator van het Physisch Kabinet van TEYLER's Stichting werkzaam ben, hebben Uwe theoretische raadgevingen en heldere uiteenzettingen niet weinig bijgedragen tot verdieping van mijn natuurkundige inzichten.

INHOUD.

Blz.

§ 1. Vergelijking van bestaande theoretische uitkomsten met gegevens uit de praktijk der draadlooze telegraphie..... 7

§ 2. Theorie van de voortplanting van lange electromagnetische golven door een geioniseerd gas 23

§ 3. Vroegere onderzoekingen............................ 32

§ 4. Voorloopige proeven.................................. 34

§ 5. Experimenteel onderzoek naar de waarden van de schijnbare dielectrische constante en het geleidingsvermogen van een sterk geioniseerd gas onder hoogfrequente wisselstroomen.. 41

§ 6. Het geleidingsvermogen in de verschillende gedeelten van een glimlicht-ontlading 64

AANLEIDING TOT HET ONDERZOEK.

§ 1. Vergelijking van bestaande theoretische uitkomsten met gegevens uit de praktijk der draadlooze telegraphie.

De invloed uitgeoefend door een geioniseerd gas op het voortschrijden van lange electromagnetische golven is op den voorgrond getreden, toen de techniek der draadlooze telegrafie zich zoover had ontwikkeld, dat het overbruggen van afstanden, vergelijkbaar met den aardomtrek, mogelijk was geworden. Door meer dan een natuurkundige was aan de draadlooze telegrafie in haar jonge jaren slechts een zeer beperkte toekomst voorspeld. De overbrugging van dergelijke groote afstanden werd voor onmogelijk gehouden en deze meening werd gebaseerd op het vermoeden dat de electromagnetische golven niet in staat zouden zijn met merkbare amplitude aan te komen op afstanden, vergelijkbaar met den aardomtrek, omdat de aarde als het ware een schaduw zou werpen op plaatsen ver van het uitgangspunt verwijderd.

Toen de techniek, werkende nog met gedempte golven, er in slaagde golven uit te zenden die, na het doorschrijden van eenige duizenden kilometers, een amplitude hadden groot genoeg om in een ontvangantenne waarneembare wisselstroomen te induceeren

deed zich het theoretische probleem voor hoe dit te verklaren.

De golflengte λ in die vroegere experimenten was van de orde van 1000 meter. De aardomtrek $2\pi a$ is 40.000 K.M., zoodat de verhouding van golflengte tot aardomtrek $\frac{1}{40.000}$ beloopt.

Dezelfde verhouding bestaat voor het geval dat natriumlicht wordt voortgebracht in een punt direct aan het oppervlak van een bol van ongeveer 7.5 cM. diameter. Het is uit deze analogie zonder meer duidelijk, dat de intensiteit van de verlichting direct aan het boloppervlak sterk zal afnemen met den hoekafstand van de bron. Een theoretische oplossing van dit buigingsprobleem werd het eerst gegeven door MACDONALD [1]). Door lord RAYLEIGH [2]) en POINCARÉ [3]) werd echter aangetoond dat deze oplossing foutief was. POINCARÉ die daarop zelf het probleem ter hand nam kwam tot het resultaat [4]), dat, als de hoekafstand van den als straler aangenomen vibrator van HERTZ is θ, de amplitude van de ongedempte golven (electrische kracht en magnetische kracht) moest afnemen als

$$e^{-\frac{\beta}{\lambda^{1/3}}\theta},$$

dus exponentieel.

De numerieke waarde van β werd door hem niet bepaald. Waar intusschen de theorie leidde tot deze exponentieele afneming van de amplitude, werd ge-

[1]) Proc. Roy. Soc. Vol. 71 (1903) p. 251.
[2]) » » » » 72 (1904) p. 40.
[3]) » » » » 72 (1904) p. 42.
[4]) Jahrbuch der drahtl. Telegr. u. Teleph. III (1910) p. 445.

concludeerd dat eenvoudige diffractie de feiten niet kon verklaren. POINCARÉ onderstelde toen dat de oplossing te vinden zou zijn in de demping van de uitgezonden golven

Immers, zoo, was de gedachtegang, de gedempte trilling van den oscillator is met behulp van een Fourier integraal uiteen te leggen in een continu spectrum van sinusoiden, en het zouden de langere golven van dit spectrum zijn die aanzienlijk meer diffractie zouden vertoonen dan de golven, overeenkomende met wat gewoonlijk »de" frequentie van de gedempte trilling in de zendantenne wordt genoemd. De amplitude van deze langere golven is evenwel, bij een niet te zeer gedempte trilling, reeds zoo klein ten opzichte van de amplitude van »de" frequentie, dat POINCARÉ deze oplossing later als onhoudbaar opgaf.

Verschillende pogingen zijn daarop gedaan om de numerieke waarde van den exponent β te berekenen. Deze pogingen leidden tot voor kort tot zeer uiteenloopende resultaten. De algemeene uitdrukking voor H_φ, de magnetische amplitude direct aan het boloppervlak, het laatste oneindig goed geleidend verondersteld, is namelijk gegeven door de reeks:

$$H_\varphi = -\frac{ik}{a}\frac{\partial \Pi}{\partial \theta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)\,[1]$$

waar

$$\Pi = -\left| \frac{1}{kab} \sum_{n=0}^{n=\infty} (2n+1) . \frac{\zeta_n(kb)}{\zeta'_n(ka)} . P_n(\mu) \right| \quad \ldots \quad (2)$$

als men b tot a laat naderen.

[1]) G. N. WATSON; Roy. Soc. Proc. A. Vol. 95 (1918) p. 87.

Hierin is:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

a = straal bol, b = afstand dipool van middelpunt bol.

P_n = bol functie,

$\mu = \cos\theta$,

$$\zeta_n(\varkappa) = (\tfrac{1}{2}\pi\varkappa)^{\frac{1}{2}} H^{(2)}_{n+\frac{1}{2}}(\varkappa)$$

$H^{(2)}$ = tweede Hankel functie.

De principieele moeilijkheid nu is de sommatie van (2) in een vorm die voor numerieke interpretatie kan dienen. Zooals (2) doet zien is Π uitgedrukt in een reeks naar bolfuncties van opklimmende orde, met als coefficienten uitdrukkingen bestaande uit Bessel-functies met argument $\frac{2\pi a}{\lambda}$. Wanneer nu de golflengte λ groot is in verhouding tot den omtrek van den bol, kunnen voor deze Bessel-functies goede benaderingen worden ingevoerd en zal de reeks zeer sterk convergeeren.

Wanneer echter, zooals in het onderhavige geval, de golflengte *klein* is ten opzichte van den bolomtrek, zullen de begintermen van de reeks geen voldoende benadering geven tot de totale numerieke waarde, en zal dus de uitdrukking (2) veel minder snel convergeeren. En daar verder de aanwezigheid van de bolfuncties de reeks sterk doet oscilleeren, is een numerieke sommatie uiterst moeilijk te benaderen. Inderdaad stonden tot voor kort de uitkomsten van verschillende sommaties van deze reeks lijnrecht tegenover elkaar. De uiteenloopende notaties van de verschillende mathematici die aan dit probleem hebben gewerkt

maken een vergelijking van de resultaten moeilijk, temeer daar sommigen slechts een potentiaal-functie berekenden, die bij verschillende schrijvers verschillende beteekenis heeft. Wij hebben daarom de H_φ, waarom het gaat, afgeleid uit de verschillende berekeningen en in een zelfde notatie overgebracht, zoodat de eindformules aldus vergelijkbaar worden.[1])

Volgens NICHOLSON[2]) leidt de sommatie tot de volgende uitdrukking voor H_φ

$$|H_\varphi| = \frac{\sqrt{2\pi}}{a^3}\, x^{13/6} \, . \, \frac{\sqrt{\sin\theta}}{\frac{1}{2}\sqrt{3\rho'}} \, . \, e^{-x^{1/3}\beta'\theta} \quad \ldots (3)$$

waarin

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda}$$

$$\beta' = 0{,}696$$

$$\rho' = \frac{2}{\sqrt{3}}\beta$$

Aan den anderen kant kan MACDONALD's laatste resultaat[3]) in de hier gebruikte notatie worden geschreven:

$$|H_\varphi| = \frac{\sqrt{2\pi}}{\alpha^3} x^{13/6} \, . \, \frac{\cos\frac{1}{2}\theta}{\sqrt{2\sin\frac{1}{2}\theta}} \, . \sum_{n=1,2,3} \frac{1}{\rho_n} e^{-\beta_n x^{1/3}(2\sin{}^1/_2\theta)} \quad (4)$$

waar

$$\rho_n = \frac{2}{\sqrt{3}}\beta_n$$

$$\beta_1 = 0\ 700$$

$$\beta_2 = 2{,}23$$

$$\beta_3 = 3{,}32$$

---

[1]) Phil. Mag. XXXVIII (1919) p. 365.

[2]) Phil. Mag. XX (1910) p. 172.

[3]) Proc. Roy. Soc. Series A. Vol. 90 p. 50.

De oplossing van het probleem met behulp van een bepaalde integraal (in plaats van een reeks) door VON RYBCZYNSKI [1]) leidt tot

$$|H\varphi| = \frac{8\pi^2}{a\lambda^2 \sqrt{\theta \sin \theta}} e^{-\beta'' x^{1/3} \theta} \quad \ldots\ldots\ (5)$$

waar

$$\beta'' = 0.33$$

Zooals uit een numerieke berekening blijkt [2]) leveren deze uitdrukkingen (3) (4) (5) waarden voor $H\varphi$ met b.v. $\lambda = 5$ K.M., $\theta = 90^\circ$ die enorm uiteen loopen, zoodat b.v. (3) een waarde geeft 10.000 maal kleiner dan (5). Deze groote afwijkingen tusschen de uitkomsten van verschillende onderzoekers leidden prof. NICHOLSON er toe al reeds in 1910 [3]) het onderhavige probleem te beschouwen als een vraagstuk waarover meer verschillende meeningen waren geuit, dan over eenig probleem in de geheele theoretische physica.

Het lag natuurlijk voor de hand, de theoretische resultaten te vergelijken met de experimenteel gevonden afname van de golf ampitude met den afstand van een zender. Helaas is slechts weinig experimenteel materiaal voor deze vergelijking voorhanden. VON RYBCZYNSKI komt tot de conclusie dat zijn formule (5) b.v. de waarnemingen van AUSTIN [4]) beter weergeeft dan een empirische formule, door AUSTIN zelf opge-

---

[1]) Ann. der Phys. Bd. 41 (1913) p. 191.

[2]) Zie b.v. eenige krommen in het »Yearbook of Wireless Telegraphy", (1918)-p. 858.

[3]) Jahrbuch der drahtl. Telegr. und Teleph. III (1911) p. 20.

[4]) Bull. Bureau of Standards. Vol. 7. nr. 3. (1911).

steld. Ook SOMMERFELD [1]) deelt deze opinie en is van meening, dat slechts vorderingen op dit gebied te maken zijn op de basis van VON RYBCZYNSKI's werk. MACDONALD vergelijkt zijn formule (4) niet met waarnemingen, maar NICHOLSON die dit wel doet, komt tot de conclusie, dat de theoretische uitkomsten *niet* vereenigbaar zijn met de feiten, en dat dus naar een andere oorzaak moet gezocht worden dan zuivere diffractie. Prof. LOVE heeft daarop in 1915 [2]) de sommatie van genoemde reeks voor een bepaalde golflengte, $\lambda = 5$ K.M., zuiver numeriek uitgevoerd. Hij komt daarbij tot getallenwaarden die tot voor $\theta = 18°$ overeenstemmen met de waarden als gegeven door MACDONALD's formule (4); zijn conclusie lag daarbij voor de hand: „MACDONALD's results may be accepted with great confidence". In dezelfde verhandeling beschouwt LOVE ook VON RYBCZYNSKI's analyse en toont daarbij aan, dat de algemeene oplossing in den vorm van een bepaalde integraal, door den laatste afgeleid, niet voldoet aan de randvoorwaarden door het probleem gesteld, en dat n.l. zijn golf-potentiaal oneindig wordt voor $\theta = 180°$, het antipodenpunt. De algemeene oplossing van VON RYBCZYNSKI is dus foutief, evenals de benadering daarvoor later ingevoerd.

Nu geeft VON RYBCZYNSKI's formule (5), voor in de praktijk der draadlooze telegraphie gebruikte golflengten, waarden die het minst verschillen met de waarnemingen, terwijl zooals verder zal worden uit-

---

[1]) Jahrbuch der drahtl. Telegr. und Teleph. XII (1917) p. 2.

[2]) Philosophical Transactions of the Royal Soc. Series A. Vol. 215 p. 105.

eengezet, NICHOLSON's formule (3) en MACDONALD's formule (4) waarden opleveren die, voor de tegenwoordig overbrugde afstanden, van absoluut andere grootte-orde zijn dan de observaties.

In dezen stand was het onderhavige probleem toen in het begin van het vorige jaar professor G. N WATSON een nieuwe sommatie van de reeks uitvoerde.[1]) Met behulp van een contourintegraal komt laatstgenoemde tot een zekere uitdrukking voor de golfpotentiaal. Wanneer nu daaruit voor een oneindig goed geleidend boloppervlak de magnetische kracht wordt afgeleid voor een punt θ direct aan dat oppervlak, vinden wij, in de boven reeds gebruikte notatie:

$$|H\varphi| = \frac{\sqrt{2\pi}}{\alpha^3} \cdot \frac{x^{13/6}}{\sqrt{\sin\theta}} \cdot \sum_{n=1,2,3\ldots} \frac{1}{\rho_n} e^{-\beta_n x^{1/3} \theta} \quad \ldots (6)$$

waarin

$$\rho_1 = 0.8083$$
$$\rho_2 = 2.58$$
$$\rho_3 = 3.83$$
$$\beta_1 = 0.700$$
$$\beta_2 = 2.23$$
$$\beta_3 = 3.32$$

Een meer gedetailleerd onderzoek [2]) van WATSON's resultaat leidt tot de gevolgtrekking, als te verwachten was, dat de electrische kracht overal, met uitzondering van de naaste omgeving van den oscillator en diens antipode, gelijk is aan de magnetische kracht. En daar de reeks in (6) voor niet al te kleine af-

---

[1]) Proc. Roy. Soc. Vol. 95 (1918) p. 83.

[2]) Phil. Mag. Vol. 38 (1919) p. 365.

standen tusschen het beschouwde punt en den oscillator zeer sterk convergeert, kan voor het geheele gebied $\theta = 0$ tot π, met uitzondering van de naaste omgeving van den oscillator en diens antipode, de electrische en magnetische kracht worden voorgesteld door een formule van den vorm:

$$|H\varphi| = |E_r| = \frac{A}{\sqrt{sin\,\theta}} e^{-\alpha\theta}$$

waarin A en α onafhankelijk zijn van θ, den afstand van zender tot ontvanger. Deze vorm der oplossing nu geeft een zeer aanschouwelijk beeld van wat gebeurt wanneer golven die kort zijn vergeleken met den omtrek van den bol, worden uitgezonden door een oscillator radiaal geplaatst aan het oppervlak van dien bol.

De factor $(sin\,\theta)^{-\frac{1}{2}}$ geeft aan een divergentie die te verwachten is wanneer wij ons voorstellen, dat de golven de buiging van den bol volgen, hetgeen tot zekere mate het geval moet zijn daar de electrische kracht overal loodrecht staat op het oppervlak van den als oneindig goed geleidend gedachten bol.

Voorts geeft de factor $e^{-\alpha\theta}$ aan, dat bij het voortschrijden der golven, een constant gedeelte van de op een zeker punt aanwezige energie afstroomt en den bol verlaat. Deze vorm van het resultaat, te zamen met de overeenstemming, die nu bereikt kan worden met de uitkomsten van MACDONALD en NICHOLSON, laat niet den geringsten twijfel, dat de juiste numerieke oplossing van het probleem hiermede gevonden is. Immers, zooals WATSON reeds aantoont in de ge-

noemde verhandeling, maakt MACDONALD gebruik van een benadering voor de in de reeks (2) optredende bolfuncties, die slechts geldig is voor kleine waarden van θ. En met deze voorwaarde leidt MACDONALD's uitkomst (4), met $\cos \frac{1}{2}\theta = 1$ en $2 \sin \frac{1}{2}\theta = \theta$, tot WATSON's resultaat (6). Een nauwkeurige contrôle van NICHOLSON's bijzonder gecompliceerde berekening deed ons een kleine fout vinden waar op pag. 163, Phil. Mag. 20 (1910) in de uitdrukking voor $H\varphi$, $\frac{d}{d\theta}$ in plaats van $\frac{d}{d\mu}$ is ingevoerd en in de verdere bewerking is gebleven. Deze fout doet de uitkomst vermenigvuldigd worden met een factor $-\sin\theta$, zoodat na deze correctie (3) wordt

$$|H\varphi| = \frac{\sqrt{2\pi}}{a^3} x^{13/6} \frac{1}{\frac{1}{2}\sqrt{3}\, \beta' \sqrt{\sin\theta}} e^{-x^{1/3} \beta' \theta} \quad \ldots \quad (3a)$$

wat, afgezien van de iets minder nauwkeurige benadering voor β' [$\beta' = 0.696$ in plaats van $\beta = 0.700$] tot op den kleinen factor $\frac{2}{\sqrt{3}}$ nu overeenstemt met (6).

Hieruit blijkt, dat de oplossingen, die het slechtst kloppen met de experimenteele resultaten, de juiste zijn, en de vraag naar de oorzaak van *deze* verschillen wordt dringender.

Zooals reeds is opgemerkt is het betrouwbare waarnemingsmateriaal, waarmee deze uitdrukkingen vergeleken kunnen worden, uiterst gering. Ofschoon de laatste jaren de waarnemingen, in hoofdzaak weer door AUSTIN, zijn uitgebreid tot aanmerkelijk grootere afstanden, zijn bij die latere proeven dezelfde meet-

methoden gebruikt als bij de vroegere metingen. Ten einde een oordeel te krijgen over, laten wij zeggen, de orde van grootte van den wisselstroom door het stralingsveld geinduceerd in de ontvangantenne, werd door Austin een eenvoudige ontvanginrichting gebruikt, waarin de signalen werden waargenomen in een telephoon, die zóóver geshunt werd, door middel van een veranderlijken weerstand, tot de seinteekens nog juist hoorbaar en herkenbaar waren. In de waarde van den shuntweerstand werd dan een indicatie verkregen voor de amplitude waarmede de aankomende golven het ontvangend station bereiken. De ijking van de ontvanginstrumenten is echter een kwestie waarbij zeer veel onnauwkeurigheden kunnen binnensluipen, en na bespreking van deze experimenteele vragen met prof. Townsend komt Love in genoemde verhandeling tot het resultaat, dat Austin's experimenten geinterpreteerd kunnen worden als zijnde in overeenstemming met Love's, en dus Macdonald's (en nu dus ook met Watson's) berekeningen. Austin leidt n.l. den »telephoonstroom" af, dezen niet nader definieerend, uit de eenvoudige formule $(R + S)/S$ waarin S de shuntweerstand is, noodig om den telephoonstroom zoover te verzwakken dat de teekens nog maar juist hoorbaar zijn, terwijl R is de weerstand (»resistance") van de telephoon [1]). Hij noemt deze uitdrukking $(R + S)/S$ de »audibility" van het ontvangen signaal. Daar volgens Austin deze »audibility" evenredig is aan het quadraat van de »antenne-stroomsterkte" en Love voor

[1]) Bull. Bureau of Standards Vol. VI (1910) p. 531.

kleine antenne-stroomsterkten een evenredigheid met de eerste macht daarvan vermoedt, hebben wij [1]) in het Pender Electrical Laboratory (London) deze kwestie experimenteel nagegaan, met het oog op de vraag of door eenige onnauwkeurigheid bij de ijking het groote verschil tusschen theorie en experiment kon worden verklaard. Werkelijk bleek, dat, wanneer de ijking geschiedt op een meer directe wijze (door middel van een variabele wederkeerige inductie in plaats van met kristal detectoren), de door Love vermoedde evenredigheid van den »audibility factor" $(R + S)/S$ met de eerste macht van de antenne-stroomsterkte bestaat, mits deze laatste klein is.

Mijn uitkomsten werden daarop bestreden door prof. Howe [2]), die aanvoerde, dat voor R in de uitdrukking voor den audibility factor niet de gelijkstroom-weerstand van den telephoon, maar de impedantie moest worden genomen. [3])

In zijn latere werk neemt Austin ook hiervoor een grootheid, die hij noemt »inductive resistance", maar waaromheen steeds een mysterieus waas blijft hangen, daar nooit wordt medegedeeld hoe deze »inductive resistance" gemeten wordt. Afgezien van de onduidelijke beschrijvingen die Austin geeft van zijn ijkingen, blijft, daar de stroomvorm, geleverd door een kristal-detector, zeer gecompliceerd is (boventonen zijn vaak duidelijk hoorbaar), de grootheid, die soms

---

[1]) Phil. Mag. 34 (1917) p. 184.

[2]) Phil. Mag. XXXV (1918) p. 131.

[3]) De weerstand wordt vaak gebruikt ter definieering van den hoorbaarheidsfactor (»audibility factor.") Deze definitie is b.v. ook aangewend in de dissertatie van Dr. De Groot »Radiotelegraphie in de tropen."

met den naam »telephone impedance" wordt bestempeld, voor zulke experimenten tot nu toe nog niet zuiver gedefinieerd. De waarde van deze impedantie voor een zuivere sinusoïde van bepaalde frequentie is zeer wel te meten voor stroomen die duizend en tienduizend malen sterker zijn dan die waarbij het geluid juist verdwijnt; maar voor stroomen van deze laatste intensiteit is nog geen methode beschreven die in staat stelt deze impedantie met een redelijken graad van nauwkeurigheid experimenteel te bepalen. Over het meetbare gebied blijkt deze grootheid voorts niet onaanzienlijk te varieeren met de stroomsterkte waarmede gemeten wordt.

Desalniettemin zijn AUSTIN's [1]) latere metingen op deze wijze toch niet in overeenstemming te brengen met de theoretische formules, die boven werden aangevoerd. Zoo verkrijgt AUSTIN b.v. voor afstanden $\theta = 90°$, dat is een kwart aardomtrek, bij proeven tusschen NAUEN en DARIEN (Panama Kanaal) een ontvang-stroomsterkte, die *twee millioen* maal sterker is, dan verwacht kan worden op grond van bovengenoemde formule (6). Uit (6) kan n.l. een uitdrukking afgeleid worden, die direct geeft de verhouding van ontvangantennestroomsterkte tot zendantennestroomsterkte [2]), de grootheden die meer of minder bij dergelijke experimenten meetbaar zijn, en welke luidt:

$$\frac{I_2}{I_1} = 0.5368 \frac{1}{\sqrt{\sin\theta}} \frac{\alpha_1 h_1 . \alpha_2 h_2}{\lambda^{7/6} . R_2} . e^{-\frac{0.00376\, d}{\lambda^{1/3}}}$$

---

[1]) Proc. Inst. of Radio Engineers (New-York) IV (1916) No. 3.

[2]) Phil. Mag. 38 (1919) p. 377.

waar alle lengten in K.M. zijn uitgedrukt. Verder is hier

λ = golflengte

I_1, I_2 resp. zend- en ontvang-stroomsterkte

$\alpha_1 h_1$, $\alpha_2 h_2$ effectieve zend- resp. ontvang-antennehoogte

R_2 = totale ontvang-antenneweerstand in Ohm

d = afstand zender-ontvanger gemeten over een grooten cirkel (in K.M.).

Deze formule, waarmee wij AUSTIN's metingen vergeleken, is afgeleid met de vooronderstelling dat de aarde een oneindig goed geleidende oppervlakte bezit. Teneinde te onderzoeken of de eindigheid van het geleidingsvermogen ook dit enorm verschil tusschen experiment en theorie kon verklaren, hebben LOVE, (zie genoemde verhandeling) MACDONALD[1]) en ook WATSON (zie genoemde verhandeling) het probleem benaderd met een grensconditie, die overeenkomt met een eindig geleidingsvermogen als van zeewater zooals dat b.v. met gelijkstroom of wisselstroom van lage frequentie is gevonden. Het blijkt daarbij, dat de amplitude aan het aardoppervlak voor een eindig geleidingsvermogen, van de orde van dat van zeewater, *grooter* is dan voor een oneindig goeden geleider. Het verschil is klein, maar MACDONALD en LOVE vinden beiden een besliste *vergrooting*, tot enkele procenten. Deze vergrooting komt ons physisch verklaarbaar voor wanneer men bedenkt, dat, zal warmte-

[1]) Proc. Roy. Soc. 92 (1916) p. 493.

ontwikkeling in de aardkorst mogelijk zijn, de Poynting-vektor aan het oppervlak naar binnen gericht moet wezen, de elektrische vektor voorover moet neigen, waardoor weer de golven beter de aardkromming volgen en de energie dus meer geconcentreerd blijft aan het oppervlak.

Nu kwam de kwestie aan de orde of niet het zeewater voor wisselstroomen van freqüenties zooals die gebruikelijk zijn in de draadlooze telegraphie, een geleidingsvermogen kon bezitten, aanmerkelijk verschillend van dat voor gelijk-stroom of laag frequenten wisselstroom, en of dit niet de mogelijke oorzaak is van de divergentie tusschen theorie en praktijk. Wij hebben daartoe in het Cavendish Laboratory (Cambridge) eenige vergelijkende metingen verricht van het geleidingsvermogen van een monster zeewater (afkomstig van Hastings) voor stroomen van een frequentie 50 tot ongeveer 10^6. Over dit groote gebied van frequenties bleek het geleidingsvermogen binnen de grenzen van de waarnemingsfouten (kleiner dan 1 %) geheel constant, zoodat ook hierin niet de oplossing kon worden gevonden. [1])

Als eenige verklaring voor de aanzienlijke verschillen tusschen de theoretische en experimenteele afname der golf-amplitude met den afstand van een zendstation blijft derhalve: de invloed van de atmospheer. Dat deze laatste een belangrijken invloed heeft op de energie-overdracht tusschen een zend- en ontvangstation voor draadlooze telegraphie blijkt reeds uit

---

[1]) Phil. Mag. 36 (1918) p. 88.

de groote verschillen van ontvang-stroomsterkten die worden waargenomen bij draadloos verkeer overdag en 's nachts, en de eigenaardige anomalien, die zich voordoen op tijden van zons-opkomst en ondergang. Reeds vroeg is dan ook de atmospheer beschouwd als een voorname factor in de energie-overdracht en meer speciaal de electrische toestand van deze laatste, d. i. de graad van ionisatie.

Het experimenteel onderzoek, dat hierna beschreven zal worden, had tot doel dezen invloed in het laboratorium aan te toonen; en, dit zij nu reeds opgemerkt, alle waargenomen verschijnselen wijzen er inderdaad ten sterkste op dat de betrekkelijk geringe afname der golfamplitude met den afstand bij het voortschrijden van electromagnetische golven om de aarde, verklaard kan worden uit den electrischen toestand der atmosfeer.

In een eenige maanden geleden verschenen tweede mededeeling van dr. WATSON [1]), waarin de golfamplitude op verschillende afstanden van den zender wordt berekend met de aanname van een naar onderen scherp begrensde geleidende laag in de atmospheer, wordt aangetoond dat, wanneer die laag op 100 K.M. wordt aangenomen, de experimenteele resultaten goed worden benaderd, indien het geleidingsvermogen van deze laag 1.44×10^{-15} electromagnetische eenheden bedraagt.

---

[1]) Proc. Roy. Soc. A. Vol. 95. (1919). p. 546.

§ 2. Theorie van de voortplanting van lange electromagnetische golven door een geioniseerd gas.

Theoretische beschouwingen aangaande het gedrag van electromagnetische golven, die zich voortplanten door een gas dat zware ionen bevat, zijn gegeven door prof. W. H. Eccles.[1]

Kort na het verschijnen van deze publicatie heeft ook J. Salpeter[2] soortgelijke berekeningen gepubliceerd. De theorie loopt geheel parallel aan die voor de voortplanting van golven door metalen, waarbij de electronen in de laatste als vrij-bewegelijk worden aangenomen en dus niet gebonden aan evenwichtsstanden. Wanneer E_z is de electrische kracht en H_y de magnetische kracht van vlakke golven, zullen deze grootheden moeten voldoen aan de vergelijkingen

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\mu \partial H_y}{c \partial t} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \ (1)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\varepsilon \partial E_z}{c \partial t} + \frac{4\pi (N_1 e_1 v_1 + N_2 e_2 v_2)}{c} \quad \ldots \ (2)$$

waarin N is aantal ionen per c. c.

e is de lading van elk ion.

v is de gemiddelde snelheid van de ionen.

terwijl de indices 1 en 2 betrekking hebben op resp. de positieve en negatieve ionen.

De bewegingsvergelijking (zonder indices geschreven) voor elk ion luidt verder

---

[1]) Proc. Roy. Soc. Series A. Vol. 87 p. 79 (1912).

[2]) Physik. Ztschr. 14 (1913) p. 201; Jahrb. der drahtl. Telegr. VIII (1914) p. 247.

$$m\frac{dv}{dt} = eE - fv \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

waar f een wrijvingsconstante is, zoodat de wrijvingskracht hier aangenomen is evenredig aan de snelheid.

Wanneer nu de trillingsperiode van de golven is $\tau = \frac{2\pi}{p}$ en alle grootheden dus evenredig zijn aan e^{ipt} wordt, na eenvoudige eliminatie van E_z en v, de resulteerende differentiaal-vergelijking voor H_y:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2}\left(\mu\varepsilon - \frac{4\pi N_1 e_1^2 \mu m_1}{m_1^2 p^2 + f_1^2} - \frac{4\pi N_2 e_2^2 \mu m_2}{m_2^2 p^2 + f_2^2}\right) \cdot \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} +$$

$$+ \frac{4\pi}{c^2}\left(\frac{N_1 e_1^2 \mu f_1}{m_1^2 p^2 + f_1^2} + \frac{N_2 e_2^2 \mu f_2}{m_2^2 p^2 + f_2^2}\right) \cdot \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad \ldots (4)$$

De vergelijking voor de golfvoortplanting door een absorbeerend medium met diëlectrische constante ε en geleidingsvermogen σ luidt:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = \frac{\mu\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} + \frac{4\pi\mu}{c^2} \cdot \sigma \cdot \frac{\partial H_y}{\partial t} \ldots\ldots \quad (5)$$

Uit een vergelijking van (4) en (5) volgt, dat door de aanwezigheid van de ionen in het gas, dit zich gedraagt als een medium met schijnbare dielectrische constante

$$\varepsilon - 4\pi\left(\frac{N_1 e_1^2 m_1}{m_1^2 p^2 + f_1^2} + \frac{N_2 e_2^2 m_2}{m_2^2 p^2 + f_2^2}\right)$$

en geleidingsvermogen

$$\sigma = \frac{N_1 e_1^2 f_1}{m_1^2 p^2 + f_1^2} + \frac{N_2 e_2^2 f_2}{m_2^2 p^2 + f_2^2} \,. \quad \ldots (5a)$$

Nemen wij verder voor het ongeioniseerde gas

$$\varepsilon = \mu = 1 .$$

en noemen wij

$$\frac{4\pi N_1 e_1^2 m_1}{m_1^2 p^2 + f_1^2} = \gamma_1\ , \quad \frac{4\pi N_2 e_2^2 m_2}{m_2^2 p^2 + f_2^2} = \gamma_2 \quad \ldots . (6)$$

dan kan dus het gedrag van de golven vastgelegd worden wanneer wij aan het geioniseerde medium toekennen een dielectrische constante

$$\varepsilon = 1 - (\gamma_1 + \gamma_2)$$

en een geleidingsvermogen

$$\sigma = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{f_1}{m_1}\gamma_1 + \frac{f_2}{m_2}\gamma_2\right)$$

Deze uitdrukkingen voor ε en σ kan men ook direkt afleiden uit (3) daar

$$m\,i\,p\,v = e\,E - f\,v$$

en dus

$$v = \frac{e\,E}{f + m\,i\,p}.$$

De stroom is nu

$$i = N_1 e_1 v_1 + N_2 e_2 v_2 = E\left\{\left(\frac{N_1 e_1^2 f_1}{m_1^2 p^2 + f_1^2} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{N_2 e_2^2 f_2}{m_2^2 p^2 + f_2^2}\right) - i p\left(\frac{m_1 N_1 e_1^2}{m_1^2 p^2 + f_1^2} + \frac{m_2 N_2 e_2^2}{m_2^2 p^2 + f_2^2}\right)\right\} \quad (7)$$

De twee deelen waaruit deze bestaat (convectiestroom en verplaatsingsstroom) kunnen worden geschreven:

$$4\pi\sigma E$$

en

$$i p \frac{\varepsilon}{4\pi} E$$

waarin dan

$$\sigma = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{f_1}{m_1}\gamma_1 + \frac{f_2}{m_2}\gamma_2\right)$$

en

$$\bar{\varepsilon} = -(\gamma_1 + \gamma_2)$$

Het is dus alsof door de beweging der ionen de oorspronkelijke dielectrische constante verminderd wordt met $\bar{\varepsilon}$; de totale dielectrische constante wordt dus

$$\varepsilon = 1 - (\gamma_1 + \gamma_2)$$

Dat deze verandering van de oorspronkelijke ε een *verkleining* moet zijn, volgt reeds dadelijk uit de overweging dat bijv. bij afwezigheid van wrijving, de uitwijking van elk deeltje 180° in phase verschilt met de electrische kracht; immers, de eigen trillingsperiode van de vrije ionen kan opgevat worden oneindig groot te zijn, zoodat de opgedrongen trilling steeds van kleinere periode is, en onder deze omstandigheid is de uitwijking in oppositie met de drijvende kracht, en dus de verandering van de uitwijking, de convectiestroom, ook in oppositie met de verandering der electrische kracht, die op haar beurt beschouwd kan worden de dielectrische constante te bepalen.

De interessante invloed van de vrije ionen in het gas komt dus neer op een schijnbare *verkleining* [1]) van de dielectrische constante met daarmede gepaard gaande *vergrooting* van de voortplantingssnelheid in

[1]) Analoog aan de optische verschijnselen bij zilver, goud, koper en natrium, waarvoor door DRUDE en KUNDT brekings-indices gevonden werden aanmerkelijk kleiner dan I. DRUDE. Lehrb. der Optik. Dritte Auflage p. 347.

plaatsen waar de ionen-dichtheid toeneemt. De aanname van de wrijvingsconstante f in (3) daarentegen leidt tot een geleidingsvermogen σ. Het is bekend, dat een eindig geleidingsvermogen de phasesnelheid van de golven doet *afnemen*, zoodat het duidelijk is dat, wat de phasesnelheid betreft, twee elkaar tegenwerkende invloeden aanwezig zijn:

1, een vergrooting door de afname van ε,

2, een verkleining tengevolge van het van nul verschillende geleidingsvermogen σ.

De vergelijking voor de absorptiecoefficient en de voortplantingssnelheid zijn voorts eenvoudig te vinden.

Voeren wij nl. hulpgrootheden a_1 en a_2 in (van dimensie nul)

$$a_1 = \frac{m_1 p}{f_1}, \; a_2 = \frac{m_2 p}{f_2} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (8)$$

dan wordt (4) gereduceerd tot

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2}\{1 - (\gamma_1 + \gamma_2)\}\frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} + \frac{p}{c^2}\left(\frac{\gamma_1}{a_1} + \frac{\gamma_2}{a_2}\right)\frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (4a)$$

Stellen wij verder

$$H_y = e^{-\frac{kp}{c}x + ip\left(t - \frac{nx}{c}\right)} \qquad \ldots\ldots\ldots (9)$$

waarin n is de brekingsindex, dan voert (4a) tot de beide vergelijkingen

$$2\,kn = \frac{\gamma_1}{a_1} + \frac{\gamma_2}{a_2}$$

$$n^2 - k^2 = 1 - (\gamma_1 + \gamma_2)$$

en wij krijgen als vergelijking voor n^2

$$(n^2)^2 - n^2\{1 - (\gamma_1 + \gamma_2)\} - \tfrac{1}{4}\left(\frac{\gamma_1}{a_1} + \frac{\gamma_2}{a_2}\right)^2 = 0 \;.. \quad (10)$$

Vat men nu slechts één ionensoort in het oog dan gaat (10) over in

$$(n^2)^2 - n^2(1-\gamma) - \frac{\gamma^2}{4a^2} = 0 \quad \ldots\ldots \quad (10a)$$

Daar γ en niet a afhankelijk is van de ionenconcentratie N, kan de wijze waarop de voortplantingssnelheid afhangt van N eenvoudig afgelezen worden uit (10a), wanneer wij bijv. aan γ eenige bijzondere waarden toekennen. Men vindt aldus voor

$$\gamma_I = 0 \quad : \quad \frac{1}{n^2} = \frac{v^2}{c^2} = 1$$

$$\gamma_{II} = 1 \quad : \quad \frac{1}{n^2} = 2a$$

$$\gamma_{III} = \frac{2a^2}{a^2+1} \quad : \quad \frac{1}{n^2} = (a^2+1) = \frac{2}{2-\gamma} = \text{maximum}$$

$$\gamma_{IV} = 4a^2 \quad : \quad \frac{1}{n^2} = 1$$

$$\gamma_V = \infty \quad : \quad \frac{1}{n^2} = 0.$$

(De volgorde van grootte van γ_{II}, γ_{III} en γ_{IV} hangt af van de waarde van a).

Het verloop van $\frac{v^2}{c^2}$ voor verschillende ionen-concentraties is benaderd weergegeven in fig. 1. Wij zien dat, wanneer de ionen-concentratie van 0 af toeneemt, het kwadraat van de voortplantingssnelheid der

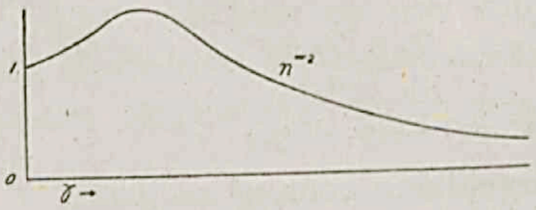


Fig. 1.

phasen, beginnend met dat van de lichtsnelheid c^2, aanvankelijk toeneemt, tot een maximum gelijk $(a^2 + 1) = \frac{2}{2 - \gamma}$ bereikt wordt voor een ionenconcentratie overeenkomend met $\gamma = \frac{2\,a^2}{a^2 + 1}$, om daarop geleidelijk af te nemen; bij de concentratie overeenkomend met $\gamma = 4\,a^2$ wordt weer de lichtsnelheid bereikt en, bij nog verdere toename van de ionenconcentratie neemt de phase-snelheid meer en meer af om bij zeer groote concentratie, ten slotte asymptotisch tot o te naderen.

De ionen-concentratie N noodig voor de maximum phase-snelheid is gegeven door

$$\gamma = \frac{2\,a^2}{a^2 + 1}$$

of:

$$\frac{4\pi\, N\, e^2\, m}{m^2\, p^2 + f^2} = \frac{2\, m^2\, p^2}{m^2\, p^2 + f^2}$$

waaruit volgt:

$$N = \frac{m\, p^2}{2\,\pi\, e^2}$$

Wij zien dus dat de N die een maximum phasesnelheid veroorzaakt onafhankelijk is van de wrijvingsconstante f.

Wanneer *ab initio* de wrijving was verwaarloosd en dus $f = 0$ gesteld, zou gevonden zijn

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{1 - \gamma}$$

Hierbij neemt dus de phase-snelheid ook toe met N, om bij

$$\gamma = 1$$

overeenkomend met een ionen concentratie

$$N^1 = \tfrac{1}{2} N$$

oneindig groot te worden, daar hier juist γ (voor $f = 0$) gelijk de eenheid wordt en dus de totale dielectrische constante gelijk nul. De onmogelijkheid van dit laatste duidt op de physische noodzakelijkheid van de invoering van de wrijvingsconstante f.

Om er later naar te kunnen verwijzen, schrijven wij hier nog even de expliciete uitdrukkingen voor n^2 en k^2 neer, zooals die gegeven zijn door de formules van pag. 27: voor $\gamma < 1$

$$n^2 = \frac{c^2}{v^2} = \tfrac{1}{2}(1-\gamma)\left\{1 + \sqrt{1 + \frac{\gamma^2}{(1-\gamma)^2 a^2}}\right\} \quad \ldots (11)$$

$$k^2 = \tfrac{1}{2}(1-\gamma)\left\{-1 + \sqrt{1 + \frac{\gamma^2}{(1-\gamma)^2 a^2}}\right\} \quad \ldots (12)$$

De toeneming van de phase-snelheid van de golven bij grootere ionisatiedichtheid wordt door ECCLES ons inziens terecht aangevoerd ter verklaring van de waarnemingen omtrent energie-transmissie tusschen zend- en ontvang-station in de radio telegraphie. Het is n.l. zonder meer duidelijk dat, indien in de atmospheer de ionisatie toeneemt met de hoogte (zooals uit vele waarnemingen gebleken is het geval te zijn) de daaruit voortvloeiende toeneming van de phasesnelheid met de hoogte een zeer gunstigen invloed moet hebben op de amplitude van de golven aan het aard-opper-

vlak; en het komt ons dan ook zeer aannemelijk voor dat de verklaring van de, in vergelijking met de diffractie-theorie, zeer groote amplituden, gemeten aan het aard-oppervlak, gezocht moet worden in de grootere phasesnelheid op grootere hoogten. Immers in dit geval zal het golffront voorover buigen in de richting van de voortplanting en zal de door den zender uitgestraalde energie meer geconcentreerd blijven bij het aard-oppervlak.

Numerieke schattingen door ECCLES wijzen er op dat, wanneer voor een hoogte van 32 K M. de ionen-concentratie is van de orde van grootte 100 000, deze reeds voldoende is, om de golf-amplitude aan het aard-oppervlak in zeer hooge mate te versterken. Daar echter het functioneele verband tusschen hoogte en ionen-concentratie zelfs niet bij benadering bekend is, is het twijfelachtig of een nauwkeurig analytisch onderzoek, gebaseerd op een willekeurig aangenomen functie tusschen ionen-concentratie en hoogte, de onderhavige kwestie belangrijk verder zou oplossen.

Verscheidene schrijvers beschouwen de boven aangeduide refractie der golven meer van uit het gezichtspunt van reflectie. Er zou, zoo wordt betoogd, eene terugkaatsing van de golven plaats vinden tegen een zeer goed geleidende laag, gewoonlijk Heaviside-laag genoemd, die zich zou bevinden op een hoogte in de atmospheer aangegeven tusschen 50 en 200 K.M. Een scherp voorstander van deze opvatting is o. a. J. ERSKINE-MURRAY, [1]) die zijn meening baseert op de

---

[1]) J. ERSKINE-MURRAY. Wireless Telegraphy. 5th Edition p. 306, 307.

bekende proeven van Sir JOSEPH THOMSON met de electrodenlooze ringontlading, waarbij een »geleidingsvermogen" van een ijl geioniseerd gas werd geconstateerd van de orde van grootte van een 25 % oplossing van $H_2 SO_4$. Het aldus gevonden geleidingsvermogen sluit echter in zich den ionisatie-arbeid en leidt dus tot tè groote waarden, daar de electrische krachten in de golven der draadlooze telegraphie niet groot genoeg zijn om stootionisatie te veroorzaken. Opgemerkt moge worden, dat het hoogst onwaarschijnlijk is dat zulk een reflectie zou plaats vinden tegen een scherp gedefinieerde geleidende laag; veeleer moet men in een overgangslaag een energie-verlies verwachten afhankelijk van den ionisatiegradient, gemeten in golflengten.

---

§ 3. VROEGERE ONDERZOEKINGEN.

Wanneer wij afzien van de tallooze onderzoekingen betreffende de absorptie bij de THOMSON'sche electrodenlooze ontladingen, waarbij de ontlading zelf de ionisatie teweeg brengt en dus de ionisatiearbeid mee gemeten wordt en inbegrepen is in de meting van het geleidingsvermogen van het beschouwde gas, blijven slechts twee experimenten over waarbij getracht werd de absorptie en de verkleining van de dielectrische constante van een geioniseerd gas te bepalen. IVES[1]) plaatst, om de absorptie van de golven aan te toonen twee parallelle glascylinders, bedekt met bladtin, direct naast elkaar, terwijl aan het eene einde een oscillator werd

[1]) Phil. Mag. 25 (1913) p. 702.

opgesteld, zóó dat de hierdoor uitgezonden golven zich gelijkelijk verdeelden over de beide cylinders. Aan de andere zijde van deze cylinders werd recht voor elken cylinder een resonator geplaatst, bevattend een thermo-kruis. De gelijkstroomcomponente door deze thermo-elementen geleverd werd door een differentiaalgalvanometer geleid, zoodat, wanneer beide glascylinders met lucht van atmospherischen druk gevuld waren, de galvanometeruitslag gelijk nul was. Daarop werd uit een van de beide cylinders de lucht gepompt en òf waterdamp toegelaten, òf daarin radium geplaatst dat dan het overgeblevene gas ioniseerde. Ofschoon deze proeven met zeer veel zorgvuldigheid zijn uitgevoerd werd geen verschil in absorptie ontdekt, noch door de aanwezigheid van waterdamp, noch tengevolge van de ionisatie door middel van het radium. De resultaten waren dus geheel negatief.

Het komt ons voor dat dit te wijten is aan de geringe ionisatie door het radium teweeggebracht. In onze proeven hebben wij daarom gewerkt met zeer veel grootere ionisaties zooals verderop beschreven zal worden.

Bij een ander onderzoek, door BARTON en KILBY[1]), werd een condensator, bestaande uit parallelle metalen platen, gescheiden door lucht-tusschenruimten, en die deel uitmaakte van een electrische trillingsketen, met Röntgenstralen en met radium bestraald. Ofschoon aanwijzingen verkregen werden van een verschuiving van het resonantiepunt tengevolge van de bestraling,

[1]) Phil. Mag. 26 (1913) p. 567.

kan niet gezegd werden, dat deze proeven hebben aangetoond een verkleining van de schijnbare dielectrische constante. Immers het resonantiepunt zal reeds een verschuiving ondergaan tengevolge van het eindige geleidingsvermogen, door de ionisatie in het dielectricum teweeg gebracht, en de interpretatie door deze onderzoekers aan hunne experimenten gegeven komt dan ook neer op de bewering, dat zij den invloed van het geleidingsvermogen op de plaats van het resonantiepunt hebben bepaald.

De verkleining der schijnbare dielectrische constante ten gevolge van de in het gasvormige dielectricum oscilleerende ionen is dus door Barton en Kilby niet aangetoond en ook hier mag als oorzaak van het uitblijven van het effect beschouwd worden de *te* kleine ionisatie, en *te* geringe beweeglijkheid der ionen in een gas van atmospherische spanning.

---

§ 4. Voorloopige proeven.

Het is bekend dat bij het werken met vrije, korte electrische golven in een laboratorium deze gereflecteerd worden door de wanden en den bodem van het vertrek, waardoor vaak belangrijke anomaliën zich voordoen in de verdeeling van de golfintensiteit over de ruimte. Teneinde deze onzekerheid van het begin af aan te vermijden hebben wij bij onze proefnemingen gewerkt met vlakke golven geleid langs een systeem van Lecher-draden. De idee, die ons bij onze opstelling voor oogen stond is de volgende.

Door Drude is aangetoond, dat wanneer vlakke

golven voortschrijden langs een paar parallelle metalen draden, de voortplantingssnelheid en de absorptie der golven praktisch geheel bepaald worden door het medium dat de draden omringt tenzij het geleidingsvermogen van dit medium vergelijkbaar wordt met dat van het metaal. Daar voorts het effect op de golven van Röntgenstralen en radium, zooals bij bovenbeschreven proeven is gebleken, uiterst klein is of geheel niet aan te toonen, wanneer het geioniseerde gas de normale atmospherische spanning heeft, werd door ons gewerkt met vlakke golven geleid langs Lecher-draden, met als omringend medium gassen van lagere dan atmospherische spanning. Hiermee benaderen wij meer den toestand van de hoogere lagen der atmospheer, waar volgens de draadlooze ontvangstmetingen de plaats van de phaseversnelling is te zoeken. Deze verdunning van het gasvormige medium maakte tegelijk een andere, eenvoudige wijze van ioniseeren mogelijk: de stoot ionisatie. Hiertoe was midden tusschen de Lecher-draden en evenwijdig daaraan een verhitte wolfram-draad gespannen, terwijl alle drie draden waren omgeven door een koperen cylinder, ongeveer een halve golflengte lang, met glazen platen afgesloten aan de einden, zoodat daarin de gasdrukking naar willekeur kon worden gereduceerd.

De opstelling is schematisch weergegeven in fig. 2 (pag. 36).

A is een Blondlot-generator van hoog-frequente wisselstroomen, bestaande uit twee half-cirkelvormige draden eindigend in twee koperen bollen als vonkenbrug, die direct verbonden waren aan de met onder-

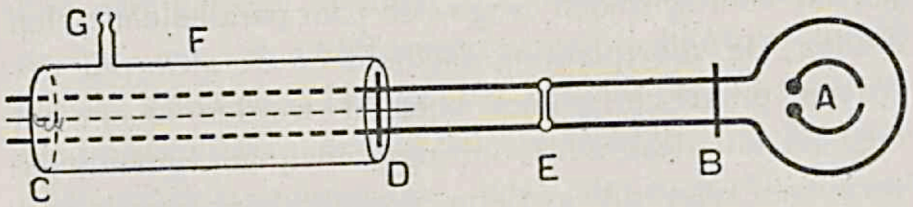


Fig. 2.

broken gelijkstroom gevoede inductieklos Om deze draden heen ligt een cirkelvormige draad die direct verbonden is met een Lecher systeem B C. De golflengte bij een dergelijken generator wordt, zooals bekend is, bepaald door de positie van de eerste brug B. Gewerkt werd met $\lambda = 140$ tot 150 cM. De Lecherdraden zijn eerst overbrugd door de brug B, dan volgt een neonbuisje E, vervolgens een brug D vlak aan de glazen sluitplaat van den koperen cylinder. De afstand B—D was zoo gekozen dat deze juist een halve golflengte bedroeg, wat kon worden beoordeeld aan de lichtsterkte van het neonbuisje E bij verschuiving van brug B.

De cylinder F heeft een diameter gelijk 3 maal den afstand tusschen de Lecher-draden. Volgens DRUDE is dit voldoende om de golven ongestoord door de aanwezigheid van den koperen cylinder te doen voortschrijden. Midden tusschen de Lecher-draden was een wolframdraad uitgespannen, aan het eene einde voorzien van een hard-koperen spiraalveertje om de wolfram-draad gestrekt te houden wanneer die verwarmd werd. De koperen cilinder was aan beide zijden afgesloten door 1 cM. dikke glasplaten van drie gaten voorzien (hard stalen boor bevochtigd met terpentijn) en de platen waren bevestigd aan den cylinder met rood brievenlak. Door middel van een zijbuis G kon

verder het apparaat worden leeggepompt met behulp van een Gaede-pomp, terwijl boven een kwik-reservoir gassen konden worden toegelaten. Alle glazen apparaten waren aan elkaar geblazen teneinde conische (geslepen) verbindingen te vermijden (behalve die bij de Gaede pomp). Brievenlak, wanneer het vloeibaar op de vooruit verwarmde glazen eindplaten wordt gebracht, levert een zeer voldoende sluiting, wat bleek uit het feit, dat de drukking opliep met een bedrag van slechts 0.002 mM. per uur. De drukking van het door middel van phosphorpentoxyde gedroogde gas kon worden afgelezen met behulp van een Mac Leod manometer. Wanneer nu na evacueering en toelating van een weinig stikstof of waterstof de wolframdraad van ongeveer 70 cM lengte electrisch tot witgloeihitte wordt gebracht, en een potentiaalverschil tot 1000 volt van 500 kleine accumulatoren wordt aangelegd, b. v. tusschen wolframdraad en koperen cylinder, zal stoot-ionisatie plaats vinden in den cylinder, mits het daarin zich bevindende gas onder geschikte drukking staat.

De proef werd als volgt genomen: de inductor wordt in werking gesteld en de vonkenbrug onder petroleum wordt ingesteld op grootste regelmatigheid. Brug B wordt verschoven tot, bij aanwezigheid van brug D, de neon-buis E maximaal licht geeft; de brug D wordt vervolgens verwijderd en een brug bij C wordt verschoven tot weder de Lecher-draden in resonantie zijn met den generator.

Vervolgens wordt de lucht uitgepompt tot b.v. 0.01 mM., de wolframdraad verhit, en een potentiaalverschil van b.v. 1000 volt aangebracht tusschen cylinder en

gloeidraad. Bij deze lage drukking treedt geen merkbare ionisatie op en de neon-buis blijft lichten met een zelfde intensiteit wanneer de gloeidraad al of niet verhit wordt. De uittreding van de negatieve electronen heeft dus *geen* merkbaren invloed op de absorptie. Nu wordt tusschen twee kranen, telkens met kleine hoeveelheden, stikstof toegelaten. Wanneer de drukking zoo hoog wordt, dat stoot-ionisatie intreedt en een glimlichtontlading zich vertoont, verdwijnt het licht in de neon-buis òf geheel òf gedeeltelijk. Wanneer daarop getracht wordt, deze weer te doen lichten door verschuiving van de brug C, blijkt dit onmogelijk.

Op deze wijze wordt dus zonder twijfel aangetoond de absorptie van de golven door het geioniseerde gas, en daarbij is die absorptie zoo groot, dat praktisch alle golfenergie geabsorbeerd is, bij het doorloopen van een halve golflengte, de lengte van den cylinder. Een vergrooting van de phasesnelheid kon dus tengevolge van de groote absorptie op deze wijze niet worden aangetoond, maar eenige interessante waarnemingen konden gedaan worden aangaande de absorptie zelve.

Daar het namelijk gebleken was dat het uitzenden van negatieve electronen door den gloeidraad, zooals de theorie doet verwachten geen merkbare absorptie oplevert, en deze slechts plaats grijpt wanneer stootionisatie in de buis optreedt, kon bij verdere proeven de verhitting van den gloeidraad achterwege blijven, vooral ook omdat, zooals bleek, de glimlichtontlading gemakkelijk intrad ook wanneer de draad niet gloeide. Bleef een enkele maal de glimlicht-ontlading uit, dan

kon deze steeds bij geschikte gasdrukking in het leven geroepen worden met behulp van een tweeden inductor, en vervolgens worden onderhouden door de hoogspanningsbatterij. Daar er drie onderling onafhankelijke electroden tot onze beschikking stonden: 1^e de gloeidraad, 2^e de onderling door de bruggen verbonden beide paralleldraden, en 3^e de koperen cylinder, kon de vorm van het electrische veld in de buis op verschillende manieren gewijzigd worden door telkens een ander paar van de drie genoemde geleiders tot electroden te kiezen. Op deze wijze konden de paralleldraden, in de onmiddellijke nabijheid waarvan het electrische wisselveld het sterkst is, gebracht worden in verschillende gedeelten van de glimlichtontlading. Het was moeilijk bij de gecompliceerde statische velden de verschillende deelen van de glimlichtontladingen betrouwbaar te identificeeren, maar de volgende waarnemingen verdienen misschien vermelding.

Met stikstof, van een drukking van 1 mM. *Hg*, en met den centralen draad als anode en den cylinder als kathode (bij V = 600 volt) kon de zichtbare glimlichtontlading door reductie van den glimlichtstroom teruggebracht worden tot een lengte van 7 cM. in het midden direct om den centralen draad. De laatste was dan over deze lengte omgeven door een dunne laag wit licht waaromheen een purperen mantel zichtbaar was, niet dikker dan 1 cM. en die dus, bij een afstand van ongeveer 4.5 cM. tusschen de paralleldraden, nog niet aan deze reikte. De ionisatie die dit lichtverschijnsel van slechts geringen omvang vergezelt, was voldoende om de golven totaal te absorbeeren, en dus de neon-

buis te doen uitdooven. Hetzelfde effect werd verkregen wanneer de paralleldraden in plaats van den centralen draad tot anode werden gemaakt.

Wanneer verder de gasdrukking werd verminderd tot op 0.1 mM., de centrale draad anode werd gemaakt en de cylinder kathode of omgekeerd, verdween eveneens het licht in de neon buis, een indicatie dus van groote absorptie. Indien nu echter, bij dezelfde drukking, de paralleldraden negatief en de cylinder positief werden gemaakt, verdeelden de verschillende gedeelten van de glimlichtontlading zich weer op andere wijze over de doorsnede van de buis. De paralleldraden waren daarbij omgeven door een dunne laag wit licht, terwijl de geheele verdere doorsnede van de buis gevuld was met een intens purper. Bij *deze* verdeeling van ionisatie over de doorsnede van de buis bleef de neon-buis *ongestoord lichten*. De verklaring hiervan ligt voor de hand en is te zoeken in het verschillend geleidingsvermogen van de verschillende gedeelten van de glimlichtontlading. (Een nauwkeurig onderzoek hiervan volgt in het laatste gedeelte van dit proefschrift.) In het laatste geval kon ook geen verschuiving van het resonantie-punt van brug C ontdekt worden, dus geen verandering van de schijnbare dielectrische constante worden aangetoond.

De proeven werden hierop herhaald, maar terwijl nu de golven geleid werden door een glazen bak die gevuld werd met water waaraan geleidelijk $H_2 SO_4$ werd toegevoegd. De bak was 25 cM. lang, dus verscheidene golflengten ($\varepsilon = 81$, $\lambda_{lucht} = 150$ cM.). Zelfs bij het maximale geleidingsvermogen dat hierbij bereikt kon

worden, bleek dit nog niet in staat te zijn de golven zoo sterk te absorbeeren als dit bij de gasontlading het geval was. Hieruit volgt dus, dat het geleidingsvermogen voor hoogfrequente wisselstroomen van sommige gedeelten van een glimlichtontlading, dat van het zwavelzuur nog overtreft. Natuurlijk zou bij een geleidingsvermogen nog grooter dan hetgeen bereikt kon worden in de glimlichtontladingen, reflectie moeten optreden, en daar het begin van den geëvacueerden cylinder steeds in een spanningsknoop werd gehouden, zou deze reflectie te herkennen zijn aan een oplichting der neonbuis, wanneer, door verschuiving van brug C eerst (neonbuis donker) het Lechersysteem niet afgestemd is op de periode van B A, en vervolgens de glimlichtontlading plaats vindt. Ofschoon bij verschillende spanningen en gasdrukkingen beproefd werd deze reflectie te vinden (mede in verband met de vaak aangenomen reflectie der lange »draadlooze" golven in de hoogere atmospheer) gelukte het ons niet deze aan te toonen met behulp van zelfs de best geleidende gedeelten van de glimlichtontlading.

---

§ 5. Experimenteel onderzoek naar de waarden van de schijnbare dielectrische constante en het geleidingsvermogen van een sterk geioniseerd gas onder hoog-frequente wisselstroomen.

Uit de voorloopige, in het vorige hoofdstuk beschreven proeven bleek, dat voor de groote ionenconcentraties, als bereikt worden bij glimlichtontladingen,

deze de zich daardoor voortplantende electro-magnetische golven een dusdanige absorptie doen ondergaan dat, wanneer die concentratie zich uitstrekt over een halve golflengte, het niet mogelijk was op de beschreven manier een verandering in de schijnbare dielectrische constante aan te toonen. Het lag daarom voor de hand het gebied der ionisatie, waardoor de golven geleid werden, te concentreeren op een kleinere ruimte. Wanneer deze ruimte klein gemaakt wordt in verhouding tot de golflengte, laat zich theoretisch de invloed van deze kleine ruimte, die gevuld gedacht kan worden met een stof met een dielectrische constante ε en een geleidingsvermogen σ, eenvoudig berekenen.

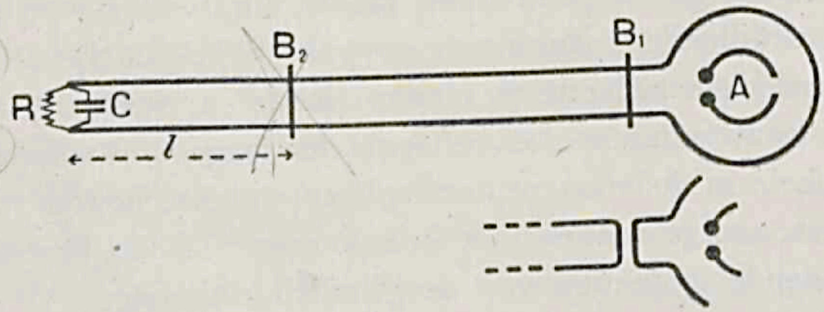


Fig. 3 en 3*a*.

Laat (fig. 3) A R voorstellen een Blondlotgenerator gekoppeld door middel van een brug B_1 aan een Lecherparalleldraadsysteem B_1 R. Aan het eind van dit systeem denken wij ons twee parallelle platen, waarvan de tusschenruimte opgevuld is met een stof gekarakteriseerd door σ en ε. De beide parallelplaten vormen een condensator met capaciteit $C_1 = \frac{O \varepsilon}{4 \pi d}$, waar O het oppervlak is der platen en d hun onder-

linge afstand. Door het eindige geleidingsvermogen σ van de te onderzoeken stof, zal het aangehangen systeem zich verder gedragen als een weerstand $R_1 = \frac{d}{O\,\sigma}$, die parallel geschakeld is te denken aan den condensator. Wanneer verder de capaciteit en zelfinductie per lengte-eenheid van het draadsysteem zijn resp. $\overline{C}$ en $\overline{L}$, zal, na verwijdering van B_2, indien een ongedempte golf van B_1 af op het aangehangen systeem valt, deze gereflecteerd worden zóó, dat de verhouding ρ^2 van de gereflecteerde energie tot de invallende bedraagt

$$\rho^2 = \frac{(a-1)^2 + b^2}{(a+1)^2 + b^2} \text{ [1]} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (I)$$

waar

$$a = \frac{c}{R_1\,C} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

en

$$b = \frac{2\,\pi\,C_1}{\lambda\,C} \text{ [2]} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

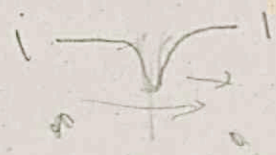
Voorts zal, wanneer de afstand l van het aangehangen systeem tot de laatste spanningsknoop gevarieerd wordt tusschen $l = 0$ en $l = \lambda/4$, voor één bepaalde waarde van l de gereflecteerde golf na terugkaatsing aan B_1 de inkomende versterken, en deze waarde van l is gegeven door

$$\text{tang}\,\frac{4\,\pi\,l}{\lambda} = \frac{2\,b}{a^2 + b^2 - 1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (II)$$

Uit deze formules kunnen direct worden afgeleid de voor de hand liggende gevolgtrekkingen:

[1]) Analoog aan het reflectie-vermogen van een geleidend medium $\frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$.

[2]) P. DRUDE. DRUDE's Annalen der Physik 61 (1897) p. 466.



Wanneer R_1 afneemt van ∞ tot 0, zal eerst de reflectiecoefficient ρ^2, die om te beginnen gelijk 1 is, verminderen tot een minimum ρ^2_{min} voor

$$a^2 = b^2 + 1$$

waarbij

$$\rho^2_{min(a)} = \frac{\sqrt{b^2 + 1} - 1}{\sqrt{b^2 + 1} + 1} = \frac{a - 1}{a + 1}.$$

Bij nog verdere afname van den weerstand zal de reflectie coefficient ρ^2 toenemen om, wanneer $R_1 = 0$ is geworden ($a = \infty$), weer tot de eenheid te naderen.

Hieruit volgt dat, om bij absorptie nog een waarneembaar minimum van reflectie te verkrijgen, b groot gemaakt moet worden, dat is, een geconcentreerde condensator moet worden aangehangen die een capaciteit heeft niet te klein in verhouding tot de totale draadcapaciteit per golflengte.

De uitdrukking voor de positie l van het aangehangen systeem voor resonantie (II) vereenvoudigt zich bij afwezig geleidingsvermogen [$R_1 = \infty$, $a = 0$] tot

$$\operatorname{tang} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{1}{b}$$

of

$$\operatorname{tang} \frac{4\pi l}{\lambda} = \frac{2b}{b^2 - 1}$$

Bij eindige a en constante capaciteit zal dus de resonantie-afstand l *kleiner* zijn dan voor $a = 0$ [$R_1 = \infty$] om ten slotte voor $a = \infty$ [$R_1 = 0$] tot nul te naderen. Immers, in dit laatste geval verhoudt zich het aangehangen systeem geheel als een brug en kan resonantie

slechts optreden, wanneer deze laatste zich bevindt op een plaats die bij resonantie tot spanningsknoop wordt.

Ten einde betere quantitatieve metingen te verkrijgen dan met een neonbuisje of heliumbuisje als indicator mogelijk is, hebben wij bij onze verdere proeven een DUDDELL-thermogalvanometer aangewend. Zooals bekend is, is hierin een kort weerstandsdraadje horizontaal uitgespannen (»heater") juist onder, maar niet in contact met een thermoelement, welks keten gesloten is door een enkele winding, die vrij opgehangen is in een sterk magneet-veld. De uitslagen van dit instrument zijn, zooals een gelijkstroom-ijking doet zien, ten naastenbij evenredig met het quadraat van de stroomsterkte door den »heater". Als verbinding tusschen den galvanometer en het parallel-draadsysteem dienden twee van den galvanometer evenwijdig gevoerde draden waarvan het laatst gedeelte verticaal verliep. Deze draden eindigden vrij boven een spanningsbuik van het Lecher-systeem. De verticale afstand tusschen het vrije einde van de galvanometerdraden en de Lecherdraden kon gevarieerd worden tusschen 1 en 20 mM. Door dezen afstand te vergrooten werd de electostatische koppeling tusschen den galvanometer en den resonator verkleind, en aldus kon de galvanometer-gevoeligheid op zeer eenvoudige wijze geregeld worden, daar shunten natuurlijk bij deze hooge frequenties niet op een betrouwbare manier uitvoerbaar is.

Als generator werd weer het Blondlot-systeem gebruikt met vonk onder petroleum. Ten einde de reactie van den resonator (Lecher-systeem) op den

oscillator te verminderen werd soms de brug B_1 (fig. 3. pag. 42) die op te vatten is als vormend de wederkeerige inductie tusschen oscillator en resonator, vervangen door twee bruggen op korten afstand, als aangegeven in fig. 3*a*, dus zonder metallisch verband.

Het Lecher-systeem werd nu geconstrueerd uit twee parallelle messingbuizen (dia. 5,3 mM.) waarin dunnere buizen (dia. 3,0 mM.) passend op telescopische manier konden worden in- en uitgeschoven. De onderlinge afstand van de beide buizen was overal 42 mM. De golflengte waarmee gewerkt werd was weer $\lambda = 150$ c.m. Aan het van den oscillator af gerichte einde waren de dunnere buizen ongeveer 1 cM. diep gevoerd in een horizontaal geplaatst ebonieten tafeltje, dat weer gemonteerd was in een verticalen standaard die in de richting van de Lecher-draden horizontaal bewogen kon worden, en waaraan een wijzer was verbonden, die over een schaalverdeeling liep, waarop de afstand l kon worden afgelezen. Het Lecher-systeem eindigde in twee kwikbakjes in het ebonieten tafeltje. In dit laatste was een gat geboord om het aangehangen systeem te kunnen opnemen.

Het gebruik van den thermo-galvanometer bracht al dadelijk eenige interessante questies. Het bleek n.l. dat wanneer de vonklengte ingesteld werd op maximalen uitslag van den galvanometer, deze vonklengte aanmerkelijk korter genomen moest worden dan voor maximaal oplichten van een neonbuisje. De laatste indicator spreekt aan op een momenteel maximaal spanningsverschil tusschen de Lecherdraden, terwijl de thermo-galvanometer-uitslagen evenredig zijn aan

$\int i^2 dt$. De verklaring van dit verschil is te zoeken in de omstandigheid dat een zeer korte vonk in de keten A (fig. 3) bij koppeling van de laatste met de keten B — buitenste ring — op de manier van de »WIEN'sche Stoszerregung", snel na de eerste zwevingen verdwijnt en daarbij het tweede systeem vrij laat uitslingeren met kleine demping in zijn eigen natuurlijke periode. Het gevolg van deze kleine demping is een vergrooting van het $\int i^2 dt$ effect, en derhalve vergrooting van de uitslagen van den thermo-galvanometer. En bovendien brengt, als wel bekend is, de verkleining van de demping een verscherping van de resonantie met zich.

Door een brug te plaatsen tusschen de kwikbakjes aan het einde van de paralleldraden en daarna de telescopische buizen te verschuiven en bij elken stand den uitslag van den galvanometer te noteeren, werden de resonantie-krommen van fig. 4, 5 (pag. 48) opgenomen, krommen A en B. Hieruit volgt dat, behalve het hooge resonantie-maximum wanneer de brug in een stroombuik zich bevond, meerdere onregelmatigheden en maxima optraden. Bovendien zijn de ordinaten buiten het resonantie-maximum veel grooter dan een theoretisch zuivere resonantie-kromme zou doen verwachten. Dit bleek zijn oorzaak te hebben in de reactie van de vonkenketen op den inductieklos. Al deze onregelmatigheden konden in één slag geëlimineerd worden door twee water-weerstanden van ongeveer 50 cM. lengte in te voegen tusschen den vonkenbrug en de Ruhmkorff. Deze weerstanden laten wel de langzame oplading van de capaciteit van het systeem A (fig. 3)

toe, doch verhinderen snelle oscillatorische reacties tusschen het systeem en den klos. Bovendien bleek dat bij voeding van den inductor met den eerst naar

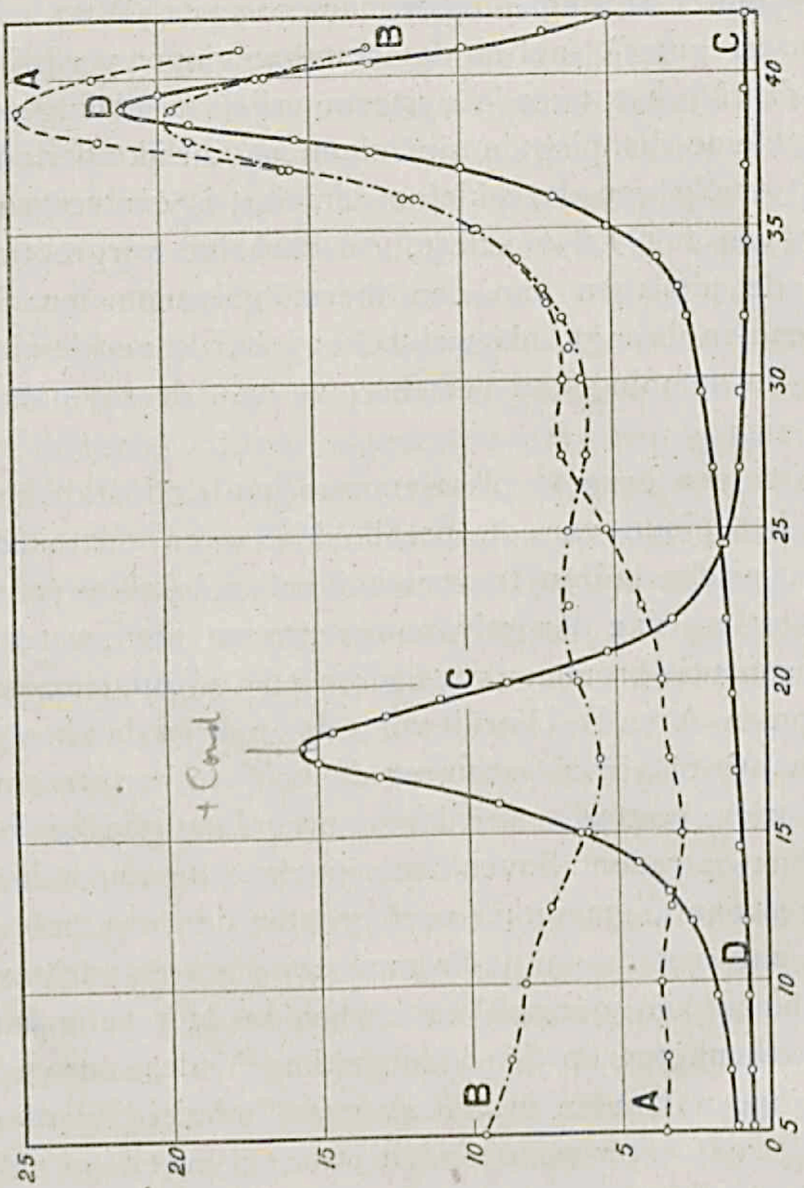


Fig. 4 en 5.

beneden getransformeerden wissel-stroom van het stadsnet in Cambridge, deze veel regelmatiger werkte dan met onderbroken gelijkstroom. Als contrast met de

vorige resonantie-krommen geven wij in fig. 4 en 5 (krommen C en D) twee resonantie-curven, verkregen met wisselstroomvoeding en water-weerstanden tusschen vonk en klos. Alle onregelmatigheden zijn verdwenen, elke kromme heeft één zeer scherp gedefinieerd maximum en de ordinaten buiten het steile gedeelte der krommen zijn zeer laag. Kromme C is opgenomen met aan het einde van het Lechersysteem een kleinen condensator, kromme D met een directe verbinding aan het einde der draden door middel van een zoo kort mogelijke brug.

Nadat de beschreven waarnemingen hadden doen zien dat generator en resonator goed functioneerden, werd overgegaan tot de vergelijking van den invloed op de golven van een geioniseerde vloeistof en een geioniseerd verdund gas. Daar uit de theorie volgt dat èn het geleidingsvermogen èn de dielectrische constante invloed hebben op de positie van het aangehangen systeem waarbij maximum reflectie en resonantie intreedt, hebben wij als volgt de proeven ingekleed.

Een condensator C_1 van een kleine geometrische capaciteit [fig. 6] werd vervaardigd door twee platinadraden op de aangegeven manier door den wand van een reageerbuis te brengen. Deze kon gevuld worden

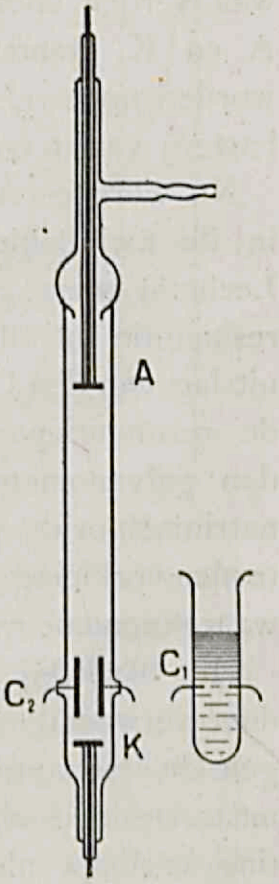


Fig. 6.

met gedistilleerd water ($\varepsilon = 81$). De capaciteit van dezen condensator, gevuld met water, werd, door middel van resonantie-proeven met het Lechersysteem, zeer nauwkeurig gelijk gemaakt aan die van een parallel platen condensator C_2 met lucht als dielectricum. Deze laatste condensator bestond uit twee op ongeveer 1 cM. afstand tegenover elkaar geplaatste roodkoperen platen van ongeveer 1 bij 3 cM. (dus $C \sim 0.25$ cM.). Deze platen waren ingesmolten in een glazen ontladingsbuis volgens fig. 6. De glazen buis kon geevacueerd worden door middel van een Gaede pomp en was verder voorzien van twee aluminium electroden A en K, waartusschen een glimlichtontlading kon worden opgewekt door middel van een hoogspanningsbatterij van 1000 volt.

Nu werd eerst C_1, gevuld met gedistilleerd water, in de kwikbakjes geplaatst aan het einde van het Lechersysteem, en de lengte l hiervan veranderd tot resonantie intrad, als aangegeven door den maximalen uitslag van den Duddell-galvanometer. Genoteerd werd de resonantiepositie l, en de resonantie-uitslag van den galvanometer. Door geleidelijke toevoeging van natriumchloride werd de weerstand tusschen de electroden verkleind; bij elke concentratie werd dan weer waargenomen: resonantiepositie l en resonantie-uitslag.

Het bleek bij deze proeven, zooals ook de theorie doet verwachten, dat bij toenemend geleidingsvermogen, de resonantiepositie l eerst nagenoeg constant blijft, maar dat de resonantie-uitslag (die steeds in dezelfde richting verloopt als ρ^2) tengevolge van de absorptie in de vloeistof snel vermindert. Bij een gemiddelde con-

centratie echter blijft de resonantie-uitslag klein en ongeveer constant, maar *l* neemt snel af. Bij nog grootere concentraties gaat het aangehangen systeem als brug werken en is *l* dicht bij 0, terwijl met toenemende concentratie de resonantie-uitslagen snel toenemen.

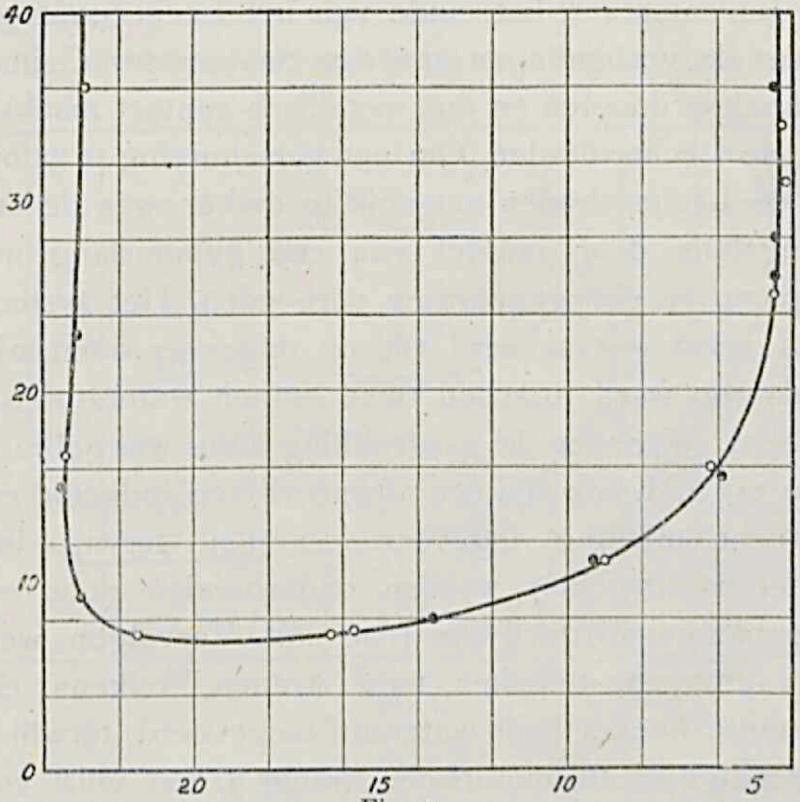


Fig. 7.

In fig. 7 zijn twee series waarnemingen weergegeven, de eene serie (○) opgenomen in den morgen, en de andere (●) in den middag van denzelfden dag. Uit de ligging van beide series punten op een gladde kromme blijkt dat een zekere mate van regelmatigheid met de gebruikte toestellen viel te bereiken. In deze figuur stellen de ordinaten de resonantie-uitslagen van den galvanometer voor, terwijl de abscissen

de resonantieposities l in cM. aangeven, met dien verstande, dat $l = 0$ voor abscis 4.4, correspondeerend met de brugpositie en met kleinen weerstand. Een soortgelijke serie waarnemingen werd daarop verricht met den gas-condensator C_2 (fig. 6). De buis werd daartoe geplaatst aan het einde van het Lecher-systeem, zoodat de verbindingen aan den condensator C_2 in de kwikbakjes doopten en dus metallisch contact maakten met de Lecher-draden. Om een verschuiving te zamen met de Lecher-draden mogelijk te maken was de ontladingsbuis door middel van een gummislang met de pomp en droogapparaten verbonden. Het systeem werd eerst geëvacueerd tot op ongeveer 0.001 mM. en daarop werd tusschen twee kranen waterstof toegevoerd. Wanneer de gasdrukking aldus was gebracht op 0.345 mM. kon met een afzonderlijken inductor een glimlicht-ontlading ingevoerd worden, terwijl deze verder continu kon worden onderhouden door een hoogspanningsbatterij van 1000 volt. Vervolgens werd met sprongen, tusschen twee kranen, telkens een constante hoeveelheid waterstof toegevoerd, terwijl de uitwendige electromotorische kracht (1000 volt) constant werd gelaten. Op deze wijze werd met sprongen van 0.132 mM. de gasdrukking opgevoerd van 0.345 mM. tot 2.190 mM. bij welke laatste drukking de glimlicht-ontlading afbrak en dus niet meer door de 1000 volt batterij kon worden onderhouden. Bij elke gasdrukking werd voorts weer de resonantiepositie l en de resonantie-galvanometeruitslag genoteerd.

Het resultaat van deze serie waarnemingen is grafisch weergegeven in figuur 8. De waarnemingen met

geioniseerd gas zijn aangegeven als ⊙ terwijl een serie waarnemingen met den vloeistofcondensator bij toenemende *Na Cl* concentratie is aangegeven door cirkels zonder punten (○). Opgemerkt moet hierbij nog worden dat bij de lagere drukkingen het zeer goed geleidend negatieve glimlicht zich tusschen de platen van den condensator bevond, terwijl bij de hoogere drukkingen

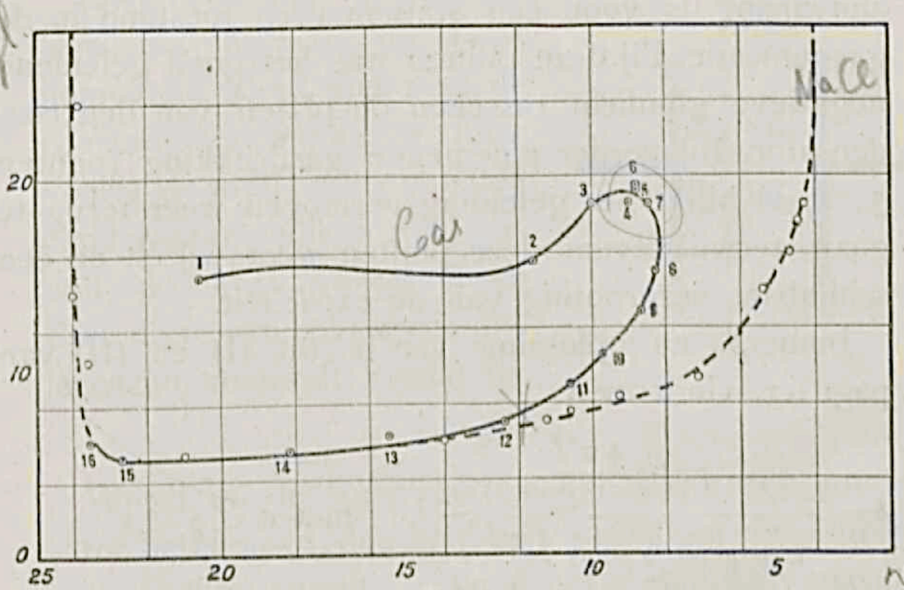


Fig. 8.

een gedeelte van het al of niet in stratificaties gesplitste positieve glimlicht deze ruimte innam.

Uit deze figuur zijn de volgende gevolgtrekkingen af te leiden: bij relatief hooge gasdrukkingen (van $p = 2,190$ tot 1,926 mM. waarnemingen 16—12) gedraagt zich het geioniseerde gas gelijk de geioniseerde vloeistof. De punten 16, 15, 14, 13 nl. liggen nauwkeurig op de vloeistofcurve - - - -. Bij afnemende gasdrukking (bij constant uitwendig potentiaalverschil van 1000 volt) neemt het geleidingsvermogen snel toe,

want de punten 12 tot 7 verplaatsen zich in de richting van de resonantiepositie van een brug. Maar deze gaspunten liggen alle hooger dan de correspondeerende vloeistofpunten, wat aanduidt een relatieve *vergrooting* van de capaciteit. Bij nog verdere afname van de gasdrukking 7, 6, 5, 4, bleef de resonantiepositie en resonantie-uitslag vrij stationnair, wat een aanwijzing is voor een stationnairen toestand in de gas-ionisatie. Bij deze punten was het goed geleidend negatieve glimlicht tusschen de platen van den condensator. Bij verder afnemende gasdrukking (punten 3, 2, 1) blijkt het geleidingsvermogen weer terug te gaan, terwijl tevens deze punten weer wijzen op een schijnbare vergrooting van de capaciteit.

Immers, na oplossing van b uit (I) en (II) van pag. 43, vindt men

$$b = \frac{2\rho \sin \frac{4\pi l}{\lambda}}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos \frac{4\pi l}{\lambda}}, \qquad \text{met } 0 < \rho < 1$$

en hieruit volgt, dat van twee punten met dezelfde abscis (constante l) dat met de grootste ordinaat (grootste ρ) de grootste capaciteit vertegenwoordigt.

Deze storende vergrooting van de capaciteit werkt het vinden van de verkleining door de aanwezigheid van de ionen tegen. Men kan echter aantoonen, dat elke inhomogeniteit van het medium tusschen de condensatorelectroden, die experimenteel niet te vermijden was, het vinden van de verkleining bemoeilijkt. Inderdaad geldt de volgende stelling algemeen:

Wanneer tusschen de platen van een vlakken con-

densator een geleidend dielectricum wordt gebracht waarvan het geleidingsvermogen σ en de dielectrische constante ε wel constant zijn in elk vlak evenwijdig aan de condensator-platen, maar van vlak tot vlak varieeren, zullen de met een wisselstroom gemeten ε_0 en σ_0 resp. steeds grooter zijn dan de kleinst voorkomende ε en σ in het inhomogene dielectricum. [1])

Laat eerst (fig. 9) het diëlectricum bestaan uit twee homogene lagen met resp. de constanten ε_1, σ_1 en ε_2, σ_2. Laat voorts de totale dikte van den condensator gelijk 1 zijn, terwijl α de dikte van het eerste en β de dikte van het tweede diëlectricum voorstelt, zoodat dus

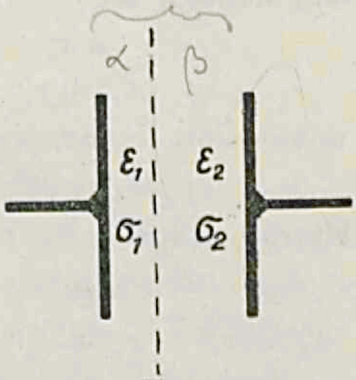


Fig. 9.

$$\alpha + \beta = 1.$$

Wordt nu de oppervlakte-eenheid van den condensator beschouwd, dan hebben wij voor een wisselstroom met hoekfrequentie ω voor het potentiaalverschil E aan de platen de volgende uitdrukking (in Lorentz-Heaviside eenheden)

$$E = \left(\frac{\alpha}{\sigma_1 + \iota\omega\varepsilon_1} + \frac{\beta}{\sigma_2 + \iota\omega\varepsilon_2}\right) I$$

waar $I e^{i\omega t}$ de momenteele stroomsterkte is.

De experimenteel gemeten σ_0 en ε_0 zijn nu gedefinieerd door

$$E = \frac{1}{\sigma_0 + \iota\omega\varepsilon_0} I$$

[1] Het volgende bewijs danken wij aan Prof. H. A. Lorentz.

zoodat σ_0 en ε_0 gegeven zijn door de betrekkingen

$$\frac{\alpha}{\sigma_1 + \iota\,\omega\,\varepsilon_1} + \frac{\beta}{\sigma_2 + \iota\,\omega\,\varepsilon_2} = \frac{1}{\sigma_0 + \iota\,\omega\,\varepsilon_0}$$

Noem verder

$$\sigma_1 = x_1 \qquad \sigma_2 = x_2 \qquad \sigma_0 = \xi$$

$$\omega\,\varepsilon_1 = y_1 \qquad \omega\,\varepsilon_2 = y_2 \qquad \varepsilon_0 = \eta$$

dan hebben we

$$\frac{\alpha\,x_1}{x_1^2 + y_1^2} + \frac{\beta\,x_2}{x_2^2 + y_2^2} = \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2}$$

$$\frac{\alpha\,y_1}{x_1^2 + y_1^2} + \frac{\beta\,y_2}{x_2^2 + y_2^2} = \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2}$$

Hieruit volgt

$$\frac{\alpha^2}{x_1^2 + y_1^2} + \frac{\beta^2}{x_2^2 + y_2^2} + \frac{2\,\alpha\,\beta\,(x_1\,x_2 + y_1\,y_2)}{(x_1^2 + y_1^2)\,(x_2^2 + y_2^2)} = \frac{1}{\xi^2 + \eta^2}$$

Laat nu $x_1 < x_2$ en berekenen we de waarde van $\frac{\xi - x_1}{\xi^2 + \eta^2}$. Wanneer bewezen kan worden dat deze uitdrukking positief is, zal de stelling voor twee lagen bewezen zijn daar ε en σ symmetrisch voorkomen.

We hebben

$$\frac{\xi - x_1}{\xi^2 + \eta^2} = \frac{\alpha\,x_1 - \alpha^2\,x_1}{x_1^2 + y_1^2} + \frac{\beta\,x_2 - \beta^2\,x_1}{x_2^2 + y_2^2} - \frac{2\,\alpha\,\beta\,x_1\,(x_1\,x_2 + y_1 y_2)}{(x_1^2 + y_1^2)\,(x_2^2 + y_2^2)}.$$

$$= \beta \left\{ \frac{\alpha\,x_1}{x_1^2 + y_1^2} + \frac{x_2 - \beta\,x_1}{x_1^2 + y_2^2} - \frac{2\,\alpha\,x_1\,(x_1\,x_2 + y_1 y_2)}{(x_1^2 + y_1^2)\,(x_2^2 + y_2^2)} \right\}$$

$$= \alpha\,\beta \left\{ \frac{x_1}{x_1^2 + y_1^2} + \frac{x_2}{x_2^2 + y_2^2} - \frac{2\,x_1\,(x_1\,x_2 + y_1\,y_2)}{(x_1^2 + y_1^2)\,(x_2^2 + y_2^2)} \right\} + \beta^2\,\frac{x_2 - x_1}{x_2^2 + y_2^2}$$

De laatste term is volgens onderstelling positief. Noem den eersten term $\alpha \beta P$, dan is

$$P(x_1^2+y_1^2)(x_2^2+y_2^2)=$$
$$=x_1(x_2^2+y_2^2)+x_2(x_1^2+y_1^2)-2x_1(x_1x_2+y_1y_2)=$$
$$=x_1x_2(x_2-x_1)+x_1y_2^2+x_2y_1^2-2x_1y_1y_2$$
$$>x_1x_2(x_2-x_1)+x_1(y_2-y_1)^2$$
$$>0$$

Dus $\xi > x_1$.

Daar x en y symmetrisch voorkomen is dus tevens ook $\eta >$ de kleinste van de waarden y_1 en y_2.

Wanneer het dielectricum bestaat uit een groot aantal lagen, dan kunnen wij die gerangschikt denken volgens opklimmende waarden van b.v. x (of het geleidingsvermogen σ) beginnend bij de laag met de kleinste x (zeg x_1). Combineeren wij deze met de daar naast gelegen laag met de op een na kleinste x (zeg x_2). Deze beide lagen kunnen worden vervangen door een laag met een x die zeker grooter is dan x_1. Deze nieuwe laag kan dan weer samengevat worden met de laag die gekenmerkt is door x_3, en deze beide te zamen kunnen worden vervangen door één laag gekarakteriseerd door een x die zeker grooter is dan x_1, enz.

Wat voor de x'en geldt, geldt voor de y's, en de stelling blijkt dus voor een willekeurig aantal lagen dus ook voor een continue verdeeling van de ε en σ geldig te wezen.

Terugkeerend tot de kromme van fig. 8 (pag. 53) merken wij op dat, ofschoon bij de hoogere drukkingen het geleidingsvermogen van het gas geheel parallel loopt

aan dat van de vloeistof, bij lagere drukkingen waarbij het gasgeleidingsvermogen weer afneemt, de gaskromme niet in zich zelf terugkeert, maar voor het waargenomen gebied van drukkingen daarboven verloopt. Opmerkelijk is daarbij voorts de snelle verandering van *l* met kleine verandering van de gasspanning bij de lagere drukkingen, terwijl de richting 2 — 1 niet in het minst doet vermoeden, dat bij nog kleinere drukking dan $p = 0{,}345$ mM., de gaskromme weer op zou buigen om direkt aan te sluiten aan het gedeelte van de vloeistofkromme voor klein geleidingsvermogen, terwijl toch, zooals door metingen vooruit was vastgesteld, bij algeheel ontbreken van eenig geleidingsvermogen tusschen de platen van den gascondensator, de resonantiepositie *l* binnen één millimeter nauwkeurig samenviel met de resonantiepositie van den, met gedistilleerd water gevulden, vloeistof-condensator.

Het werd daarom van belang geacht de gaskromme nog verder te vervolgen bij kleinere gas-drukking. Daartoe werd waargenomen in omgekeerde volgorde. Het bleek n.l. dat bij voorzichtig uitpompen de glimlichtontlading intact kon gehouden worden door de 1000 volt batterij, voorbij het punt waarbij, zelfs met behulp van een afzonderlijken inductor, die ontlading eerst in het leven kon worden geroepen. Met lucht gelukte het, bij langzaam uitpompen, de glimlichtontlading in stand te houden tot een drukking van 0,065 mM. Een serie waarnemingen die doorgevoerd is tot op deze lage drukking is weergegeven in fig. 10. Hier neemt weer eerst, bij afnemende drukking, het

geleidingsvermogen toe (1—11), de kromme loopt verder weer in het gebied van vergroote capaciteit (3—19), maar *snijdt* vervolgens zich zelf en

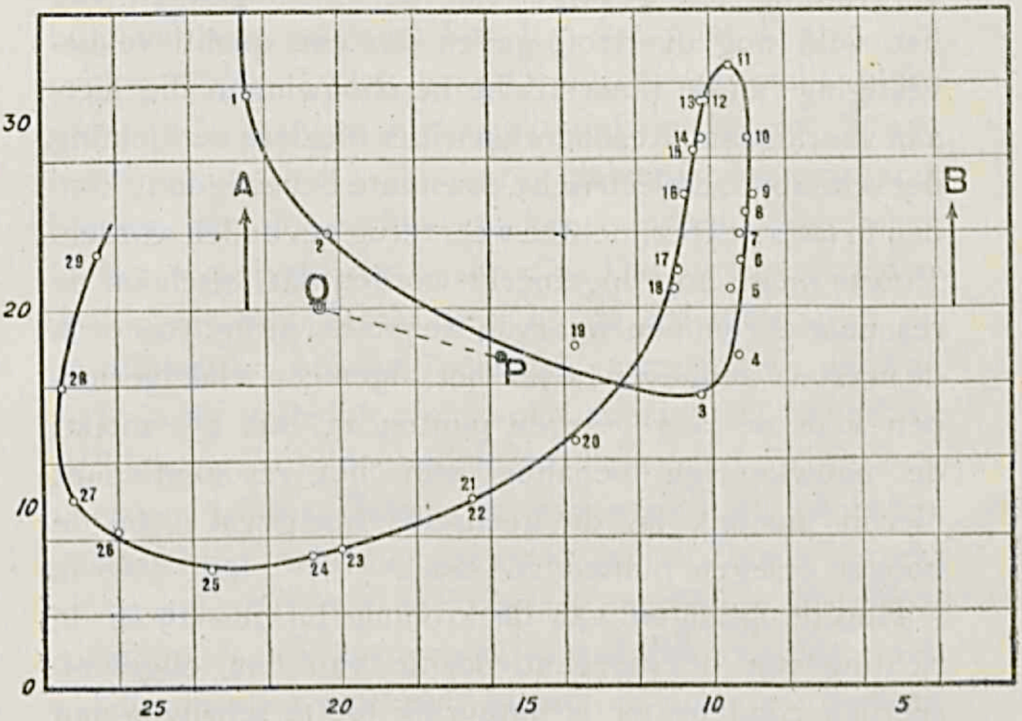


Fig. 10.

loopt van 19—29 in het gebied van *verkleinde* schijnbare diëlectrische constante. De punten 25—29 liggen zelfs links van de resonantiepositie A voor denzelfden condensator zonder ionisatie. (B geeft de resonantiepositie van een brug waarvoor $l = 0$). Deze laatste punten geven voorts, door de opbuiging van de kromme naar boven, een geleidelijke verkleining van het geleidingsvermogen aan in het negatieve glimlicht bij kleiner wordende drukkingen en constante uitwendige electromotorische kracht.

De observaties 20—29 (bij lage drukkingen tot

$p = 0{,}065$ mM.), waarbij de verkleining van de schijnbare diëlectrische constante ten gevolge van de beweging van de ionen in het wisselveld de schijnbare vergrooting ten gevolge van de inhomogeniteit van het veld nog overtrof, geven dus een qualitieve bevestiging van de theoretische beschouwingen die hieraan voorafgaan. Resonantieposities die deze verkleining der schijnbare dielectrische constante bevestigden, konden in latere experimenten weer terug gevonden worden. Voorts moge nog opgemerkt worden dat, ofschoon de resonantiekrommen waarvan de punten in fig. 10 steeds de maxima aangeven, over het algemeen vlak verloopen voor de laag gelegen punten 23, 24, 25, zoodat de nauwkeurige bepaling van het resonantiepunt hierbij moeilijk is, dit geenszins het geval is bij de hooger gelegen punten 26—29.

Het terugbuigen van de kromme bij 28—29 in de richting van de resonantiepositie van den ongeioniseerden condensator is natuurlijk toe te schrijven aan de vermindering van het aantal ionen bij de lage drukking. Bij deze lage drukking was slechts een flauw blauw licht zichtbaar in de buis, die nagenoeg geheel gevuld was door het negatieve glimlicht.

Een voldoende controle voor de opvatting dat slechts het gedeelte van de glimlicht-ontlading, dat zich tusschen de condensator-platen bevond, invloed op de golven uitoefende, werd gevonden in het feit dat, wanneer bij de ontlading een permanente magneet werd geplaatst, zoodat b.v. terwijl eerst het negatieve glimlicht zich tusschen de platen bevond, de positieve kolom daartusschen werd gewrongen, de

resonantiepositie en de resonantie-uitslag daardoor werden verschoven naar het gebied van de curve waar, zonder aanwezigheid van den magneet, de positieve kolom zich tusschen de platen bevond. Met behulp van een magneet kon b.v. het punt P (fig. 10) in het $\int i^2 dt - l$ vlak naar Q worden gebracht. Onze proeven bevestigen dus qualitatief de theorie, die aan het medium een schijnbare dielectrische constante kleiner dan de eenheid toekent, indien vrije ionen in het wisselveld aanwezig zijn. Dat vroegere onderzoekingen (als beschreven in de inleiding van dit proefschrift), ofschoon indicaties verkregen werden van een eindig geleidingsvermogen, niet tot een definitieve verkleining van de schijnbare dielectrische constante voerden, is ons inziens te wijten aan de te hooge gasdrukking waarmee gewerkt werd. Zooals immers uit formule (5*a*) (pag. 24) volgt, is een kleine wrijvingsconstante f, en dus groote beweeglijkheid der ionen noodig om de ε merkbaar kleiner te doen worden, en een vergrooting van de »bewegelijkheid" is slechts te verkrijgen door verkleining van de gasdrukking.

De experimenteele moeilijkheden aan dit onderzoek verbonden en de geringe informatie, te verkrijgen uit vroegere onderzoekingen, maken dat een quantitatieve interpretatie van onze proeven, voor zoover die thans gaan, nog niet is te geven. Wij stellen ons daarom voor deze onderzoekingen verder naar de quantitatieve zijde voort te zetten. Opgemerkt moge nu reeds worden, dat, voor samenvallende punten verkregen in het meermaals genoemde $\int i^2 dt - l$ veld met 1° vloeistof- en 2° gas-ionisatie, directe brugmetingen aan de elec-

trolyt, waarden voor haar weerstand opleverden van dezelfde grootte-orde, als die werden gevonden, door aan de condensator-platen in het geioniseerde gas een klein potentiaalverschil aan te leggen, en de waarde van dit potentiaalverschil te deelen door den aldus verkregen dwars-stroom. De orde van grootte van het geleidingsvermogen van het geioniseerde gas, zoo gevonden, bedroeg maximaal 10^8 electrostatische eenheden, hetgeen neerkomt op een soortelijken weerstand van $10^4\ \Omega$ per cubieken cM. Bij enkele proeven, genomen met een langs electrischen weg verhitte kathode, bestaande uit wolframdraad, en bij lage gasdrukkingen waarbij, door stoot-ionisatie, het geleidingsvermogen van het gas hoog opgevoerd kon worden, werden oscillatorische weerstanden gevonden van de orde van slechts 500 Ω per cubieke cM. Dit laatste resultaat doet o. m. zien dat, wanneer de moderne drie-electrode-thermionische buizen, die thans veelvuldig gebruikt worden in de techniek der draadlooze telegraphie, gebruikt worden met te hooge anode-potentiaal, en waarbij dus stoot-ionisatie intreedt, de weerstand tusschen de verschillende electroden kan dalen tot de orde van grootte van eenige honderden ohm.

In het gebied van de lage drukkingen waarbij de verkleinde dielectrische constante werd gevonden, was het geleidingsvermogen van de orde 10^6, zooals geschat mag worden uit de verminderde sterkte van den ontladings-stroom bij deze lage drukkingen. (Zie ook Townsend, Electricity in Gases, (page 399). Met dit geleidingsvermogen en met de onderstelling dat f omgekeerd evenredig is aan de drukking, volgt voor

γ de waarde 10. De kleinste experimenteel gevonden waarde, nl. die, gegeven door de punten 27 en 28 van fig. 10, is 0,4. Numerieke waarden voor de beweeglijkheid $k = \frac{e}{f}$ der ionen bij deze lage gasdrukkingen zijn zeer moeilijk te verkrijgen, en aangezien ter berekening van het aantal N der ionen per cubieken cM. de formule $i = \frac{Ne^2}{f}$ geldt, komt het bij een numerieke schatting van de theoretische waarde van γ zeer aan op de voor deze lage drukkingen nog slecht bekende waarden van f of k. Bovendien moet, zooals beschreven, elke inhomogeniteit der ionenconcentratie tusschen de condensatorplaten leiden tot een experimenteele waarde van ε, die aanmerkelijk grooter kan zijn dan de theoretische ε van pag. 25 en dus van γ die aanmerkelijk kleiner kan zijn, dan die voor een homogene ionenconcentratie verwacht kan worden, zoodat de voorloopige numerieke resultaten bevredigend mogen worden genoemd. Tenslotte liggen de laatste punten 25—29 in fig. 10 geheel in het gebied van een schijnbare ε kleiner dan de eenheid, en het komt ons voor dat geen andere oorzaak dan de trage massa der ionen deze verkleining van de schijnbare dielectrische constante kan teweegbrengen.

Wij meenen daarom met deze proeven, althans qualitatief, experimenteel te hebben bevestigd de in de inleiding beschreven theorie aangaande de voortplanting van lange electromagnetische golven door een geioniseerd gas, die noodig is ter verklaring van de relatief groote amplituden der electromagnetische golven op aanmerkelijken afstand van een zend-station voor draad-

looze telegraphie. (Een experimenteele methode om de hoogere lagen der atmospheer langs elektrischen weg te exploreeren is door ons gegeven in Proc. Phys. Soc. of London XXIX (1917) page 269, ook. Jahrb. der drahtl. Telegr. XIII 217).

---

§ 6. Het geleidingsvermogen in de verschillende gedeelten van een glimlicht-ontlading. [1]

Ten einde het gedrag van de diëlectrische constante ε van een geioniseerd gas op de beschreven wijze te vinden, was het noodzakelijk, de ontladingsbuis te voorzien van twee condensatorplaten, waartusschen, in een richting loodrecht op de richting van de onafhankelijke ontlading, een snel wisselend veld door middel van het Lechersysteem kon worden opgewekt. Wanneer echter slechts het *geleidingsvermogen*, b.v. in verschillende gedeelten van een glimlichtontlading, het onderwerp van onderzoek uitmaakt, kunnen deze condensatorplaten geheel vervallen. Een eenvoudig experiment, het brengen van een vacuum-buis waarin een glimlicht-ontlading plaats vindt, zonder eenige metallische verbinding tusschen de Lecherdraden, doet n.l. zien, dat ook in dit geval een, met een Dudell-galvanometer zeer goed meetbare absorptie, optreedt. De ontladingsbuis, die zich daarbij bevindt met zijn as loodrecht op het vlak van de Lecherdraden en waarin de glimlichtontlading een zeker geleidingsvermogen veroorzaakt, kan samenhangend

---

[1]) Zie Phil. Mag. 38 (1919) p. 352.

gedacht worden met het Lecher-systeem door middel van twee kleine condensatoren C_1 en C_2 als in fig. 11*a*. Wanneer men hiermede vergelijkt het systeem zooals in de eerste onderzoekingen gebruikt werd, met een afzonderlijke condensator ingesloten in de ontladingsbuis direct metallisch contact makend met de Lecher-draden (fig. 11*b*), doet een eenvoudige beschouwing zien dat de beide systemen electrisch op het zelfde neerkomen, indien aan de vergelijkingen voldaan is:

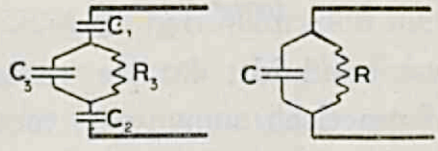


Fig. 11*a* en 11*b*.

$$\frac{1}{jwC + \frac{1}{R}} = \frac{1}{jwC_3 + \frac{1}{R_3}} + \frac{1}{jw}\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right)$$

waarin $j = \sqrt{-1}$.

Op het laatste systeem kunnen daarom dezelfde formules worden toegepast die vroeger voor het vaste systeem werden gebezigd, mits de C en R genomen worden als gedefinieerd door bovenstaande vergelijkingen. Door nu de C klein te houden (en dit zal zij steeds zijn wanneer de ontladingsbuis zonder tweede paar electroden tusschen de Lecher-draden wordt geplaatst) zal de numerieke waarde van

$$b = \frac{2\pi C}{\lambda C}$$

klein zijn ten opzichte van de eenheid.

Ook de uitdrukking

$$a = \frac{c}{RC}$$

waar R electromagnetisch gemeten is, is voor deze experimenten klein, zoodat

$$tang \frac{4\pi l}{\lambda} = \frac{2b}{a^2 + b^2 - 1} \sim -2b$$

wat aanduidt, dat de resonantiepositie l dicht ligt, of practisch samenvalt, met het punt van de Lecher-draden $^1/_4$ golflengte verwijderd van de plaats waar een brug resonantie zou opleveren.

Daarbij is de reflectiecoëfficient

$$\rho^2 = \frac{(a-1)^2 + b^2}{(a+1)^2 + b^2} = 1 - \frac{4a}{(a+1)^2 + b^2}$$

en tegelijk de stroomamplitude in de Lecher-draden slechts bepaald door de waarde van a. Voor kleine a en b wordt n.l.

$$\rho^2 = 1 - 4a$$

Daar de resonantie-krommen ($\int i^2 dt$ als functie van l) bij grootere absorptie, dus grootere a, waar deze laatste de resonantiepositie l zou gaan beinvloeden, meer en meer vlak verloopen, kan de lengte l voor de te meten absorpties in de glimlichtontlading geheel constant gelaten worden, terwijl toch praktisch de stroommetingen werkelijk plaats vinden steeds in het resonantiepunt, en dus de galvanometeruitslagen de grootste zijn die door varieeren van l verkregen kunnen worden.

Hieruit volgt, dat voor de orde van grootte van R en C, zooals die in onze proeven voorkwamen, een *vergrooting van het geleidingsvermogen* (van een zeker gedeelte van de glimlichtontlading) zich zal openbaren als een *afname van den resonantiestroom* in het Lecher systeem, en dus als een verkleining van den galvanometeruitslag. En een eenvoudig middel om zich te

overtuigen dat men werkt in het hierdoor voorgeschreven gebied van R en C, is te vinden door te verifieeren, dat weinig of geen verandering in de resonantiepositie *l* noodig is om de paralleldraden met het daaraan vrij aangehangen systeem (de glimlichtontlading) in resonantie te houden, wanneer de weerstand R van ∞ (glimlicht-ontlading afgezet) tot een eindige groote waarde wordt gebracht (glimlichtontlading in gang). Het beschreven systeem komt overeen, en is dus eenvoudig te vergelijken met een trillingsketen die een geconcentreerde zelfinductie L en capaciteit C bevat (fig. 12) waarbij aan de zelfinductie en capaciteit een groote weerstand *R* is parallel geschakeld, terwijl de resonantie stroom wordt gemeten in de keten L C.

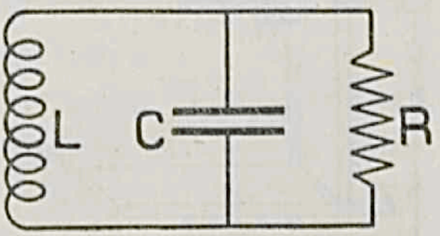


Fig. 12.

De opstelling is weergegeven in fig. 13. (p. 68) *ADBC* is het Lechersysteem. In *B* ($BC \sim \frac{1}{8}\lambda$)[1]) eindigen de beide draden *E*, die naar den Duddell-thermogalvanometer voeren, vrij boven het Lechersysteem, terwijl bij *A* de ontladingsbuis *F G* zich tusschen de parallel draden bevindt, gaande door de opening in het ebonieten tafeltje *H* dat de Lecherdraden aan het eind ondersteunt. Met behulp van een koord over een katrol kan de buis, waarin de glimlichtontlading plaats vindt, geleidelijk van op een afstand verticaal bewogen worden, terwijl deze daarbij geleid wordt door de opening in

---

[1]) C is een spanningsbuik.

H. Men moest de ontladingsbuis op en neer bewegen van op een zekeren afstand, daar, door het brengen van de hand dicht bij het vrije einde van de Lecher

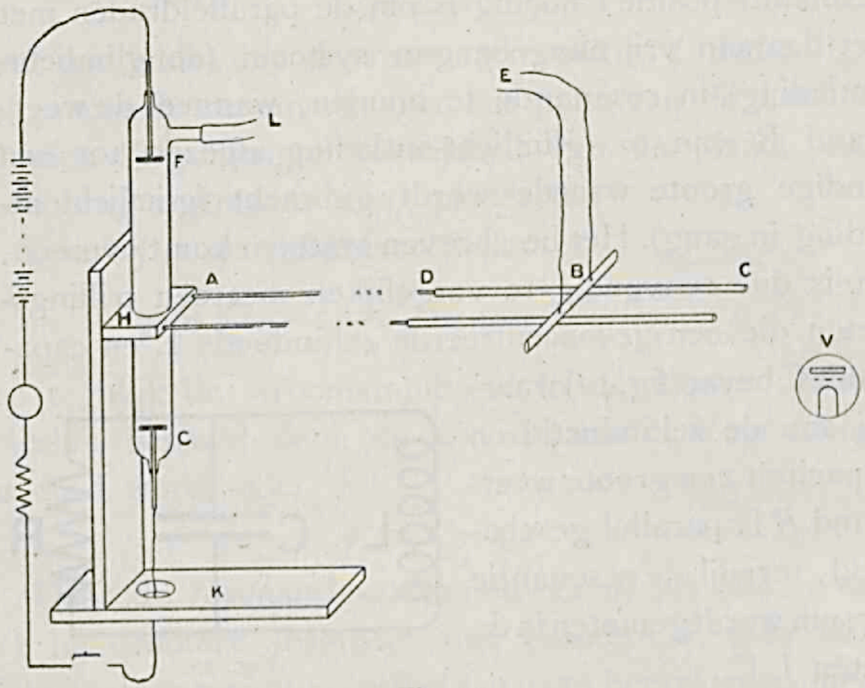


Fig. 13.

draden, de capaciteit daarvan wordt beinvloed en dus de resonantie verstoord Voorts verbindt een rubberslang *L* het apparaat met een Gaedepomp. De Blondlotgenerator die bij de eerste proeven werd gebruikt, is verbonden te denken aan het einde *C* van het Lechersysteem.

De glimlicht-ontlading werd weer onderhouden door een 1000 volt batterij, in serie met een waterweerstand en micro-ampèremeter. Verder was op de ontladingsbuis een papieren schaal geplakt, zoodat zoowel de plaats van de verschillende deelen van de glimlichtontlading in de buis (Crookes donkere ruimte,

negatief glimlicht, donkere Faraday-ruimte en positief glimlicht) kon worden afgelezen, als de positie van de buis zelf ten opzichte van het veld der Lecherdraden.

Met deze opstelling is het mogelijk, door slechts de ontladingsbuis langzaam te laten zakken, zoodat achtereenvolgens de verschillende gedeelten van de glimlichtontlading zich tusschen de Lecherdraden bevinden, en daarbij de uitslagen van den galvanometer op te nemen, het verloop van het geleidingsvermogen over de lengte van een glimlichtontlading te bepalen met een eenvoudig apparaat en zonder de storende invloeden die afzonderlijk ingesmolten sondes op de glimlicht ontlading uitoefenen.

In fig. 14 (pag. 70) geeft kromme M de resultaten van een aldus uitgemeten glimlichtontlading in waterstof, waarbij de ontladings-stroom 1,1 $\times$ 10^{-3} amp. bedroeg. De ordinaten stellen den uitslag van den thermogalvanometer voor, terwijl de abcissen de deelen van de glimlichtontlading aangeven, die successievelijk bij het geleidelijk laten zakken van de vacuumbuis, zich tusschen de draden bevonden. De lichtverdeeling in de buis is weergegeven in het gearceerde gedeelte onderaan in de figuur. De kromme N is opgenomen op dezelfde manier, door de buis weer verticaal tusschen de parallelle draden te bewegen, doch na onderbreking van den glimstroom. Deze kromme doet zien, dat de nadering van de electroden tot de Lecher draden deze slechts een geringe mate van verstemming doet ondergaan, zoodat, met uitzondering van de gedeelten direkt grenzend aan de electroden, de galvanometeruitslagen constant zijn. En zelfs wan-

neer een van de electroden zich juist in het vlak van het Lechersysteem bevindt is de invloed op den galvanometeruitslag nog zeer gering. Natuurlijk zal

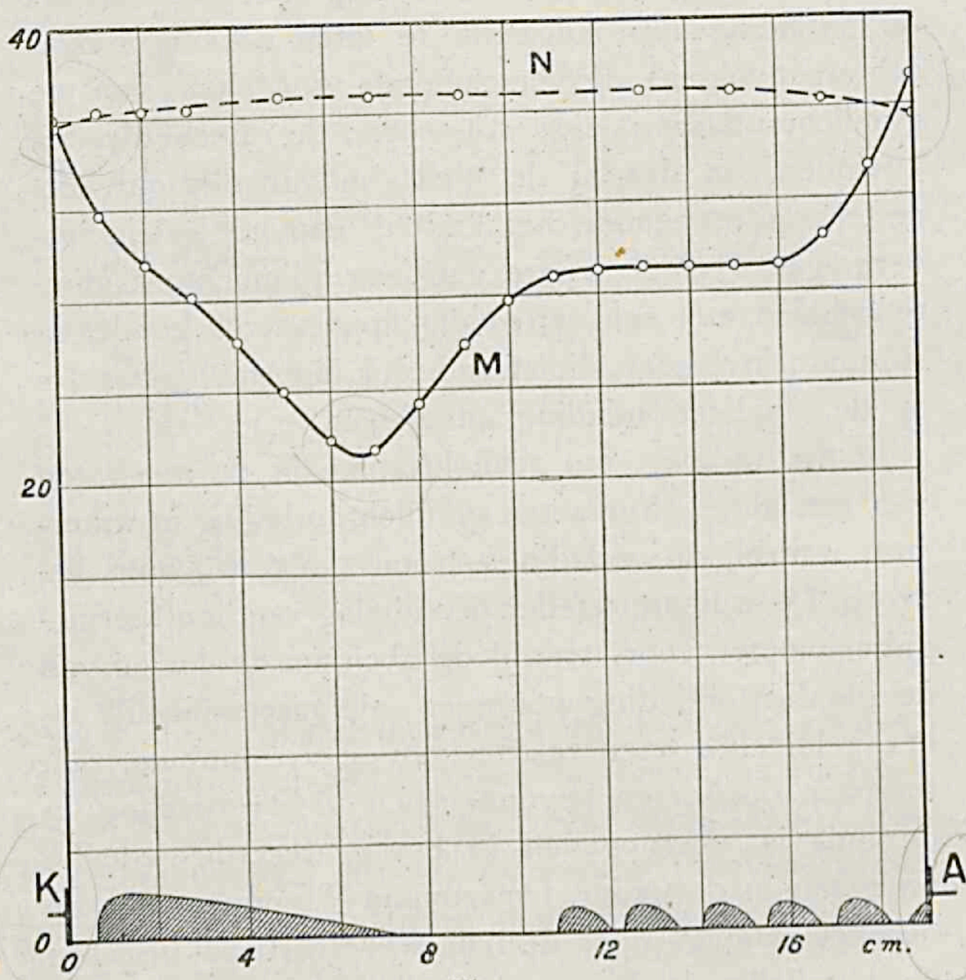


Fig. 14.

elke verandering een verkleining van die uitslagen zijn, daar, zooals gezegd, oorspronkelijk steeds bij resonantie werd waargenomen. (De golfintensiteit was kleiner voor M dan voor N, zoodat de ordinaten voor beide krommen niet direct vergelijkbaar zijn.)

Uit de kromme M volgt, dat het grootste geleidingsvermogen optreedt in het negatieve glimlicht. In de donkere Faraday-ruimte neemt het af in de richting naar de positieve kolom, is verder over dit laatste gebied constant, en neemt ten slotte af in de onmiddellijke nabijheid van de anode. Deze eerste proeven doen nog geen variatie onderkennen van het geleidingsvermogen in de lichte en donkere plaatsen van de positieve stratificaties, terwijl het minimum van den galvanometeruitslag zich aan het positieve einde van het negatieve glimlicht (met maximum geleidingsvermogen) bevindt.

Bij onze eerste electrodenlooze methode werden experimenteele waarden verkregen die telkens over een zeker gedeelte van de glimlichtontlading gemiddeld zijn. De onderlinge afstand toch van de Lecher draden was bij deze proeven 42 m.M., terwijl de diameter van de ontladingsbuis slechts 18 mM. bedroeg.

Ten einde nu het electrische veld tusschen de draden meer tot een klein gebied van de glimlichtontlading te concentreeren, met het doel het verloop van het geleidingsvermogen over een enkele stratificatie te kunnen meten, werden een paar draden, elk een boog vormend van 90° en juist passend om de ontladingsbuis, aan de Lecherdraden bevestigd, op een manier als aangegeven in figuur 15.

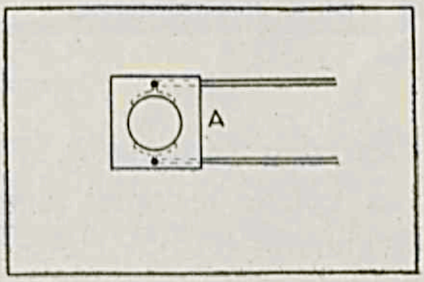


Fig. 15.

De met deze verandering opgenomen krommen vertoonen het maximum van

geleidingsvermogen aanmerkelijk dichter bij het negatieve einde van het negatieve glimlicht, zooals figuur 16

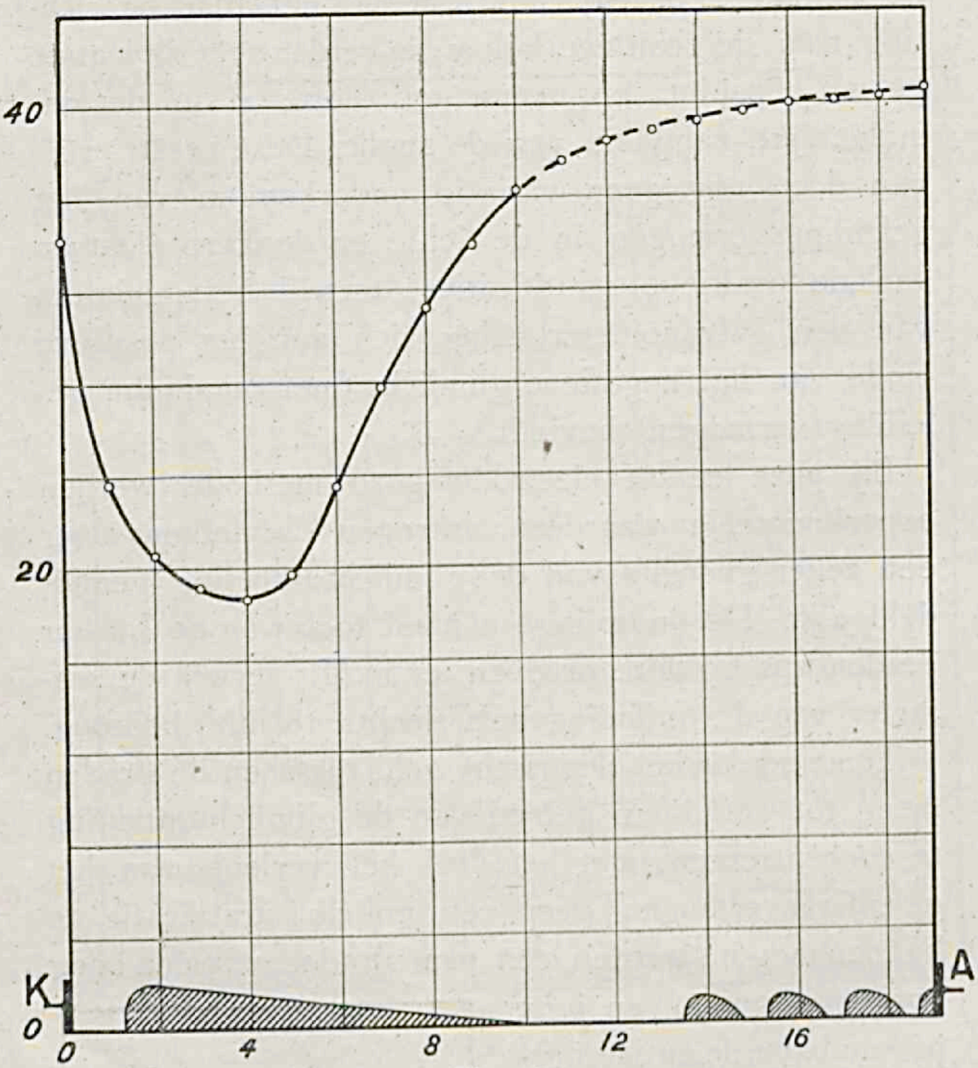


Fig. 16.

doet zien (waterstof). Figuur 17 geeft het resultaat van een experiment met een continue positieve zuil. (Waterstof bij 0,001 Amp. ontladings stroom). Bij het gestippelde gedeelte echter van figuur 16 (positieve kolom), stoorden de golven de ontlading, hetgeen

zichtbaar was uit de verplaatsing die de stratificaties ondergingen, zoodra de golven op de buis vielen.

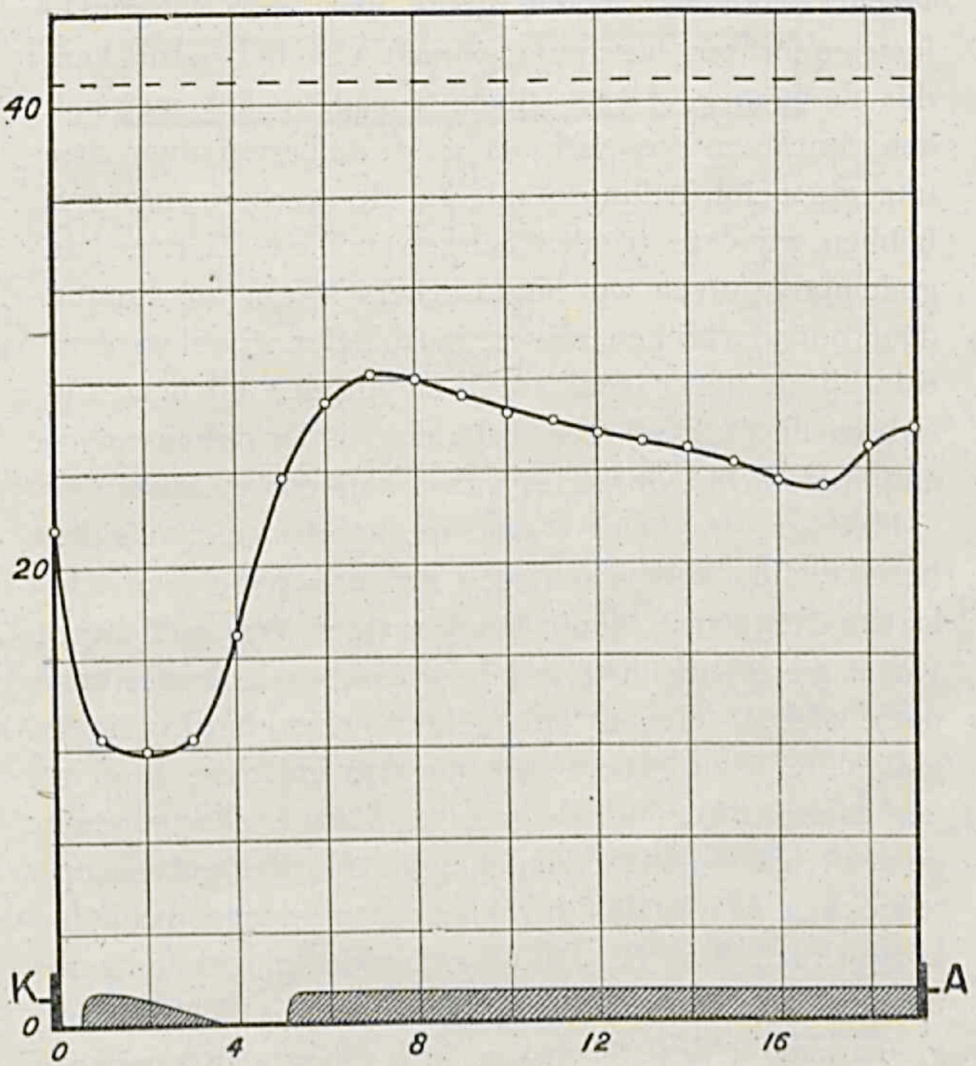


Fig. 17.

Het bleek na verschillende proefnemingen, dat, daar met series van gedempte trillingen gewerkt werd, de groote amplitude waarmee de trillingen telkens inzetten, de oorzaak was van dezen niet gewenschten invloed van de golven op de glimlicht-ontlading.

Nu heeft, gedurende de laatste jaren, de ontwikkeling van de thermionische vacuum-buizen een groote vlucht genomen, zoodat thans een zeer waardevol instrument ter beschikking staat van het natuurkundig onderzoek. Deze triodes[1]) maken het mogelijk een continuen wisselstroom voort te brengen van zeer uiteenloopend trillingsgetal. In de verdere proeven hebben wij deze triodes aangewend en daarmee de gedempte golven op het Lechersysteem vervangen door ononderbroken zuiver sinusoidalen wissel-stroom, waarbij de (zeer constante) amplitude, bij hetzelfde stroomeffect ($\int i^2 dt$) zeer veel kleiner is dan de aanvangsamplituden van de series van gedempte trillingen.

Het groote gebied van frequenties met triodes bereikt, liep van $n = 1$/sec. tot $n = 50.10^6$/sec. De laatste frequentie komt overeen met een golflengte van 6 meter, die nog vrij lang is voor laboratoriumdoeleinden.[2]) Het is ons gelukt[3]) een harde triode golven te doen genereeren van 300 cM., die dus in een zaal van gemiddelde grootte op een Lechersysteem gemakkelijk meetbaar zijn. Om deze korte golven op te wekken, wordt (zie fig. 18) het rooster door een enkele korte draad (b.v. 60 cM. lang) met den gloeidraad verbonden, en eveneens de anode. Alleen is dicht bij den gloeidraad in dezen laatsten kring nog een condensator in te voegen van zeer kleine capaciteit (6 cM.

---

[1]) De naam triode, voorgeslagen door prof. ECCLES (Electrician LXXXII (1919) p. 475) is te verkiezen boven de gangbare benaming audion.

[2]) W. C. WHITE. Gen. Electr. Review. p. 751 (1916).

[3]) Phil. Mag. 38 (1919) p. 90.

gaf goede resultaten). Parallel aan dezen laatsten condensator ligt de anode-batterij. Wanneer deze generator

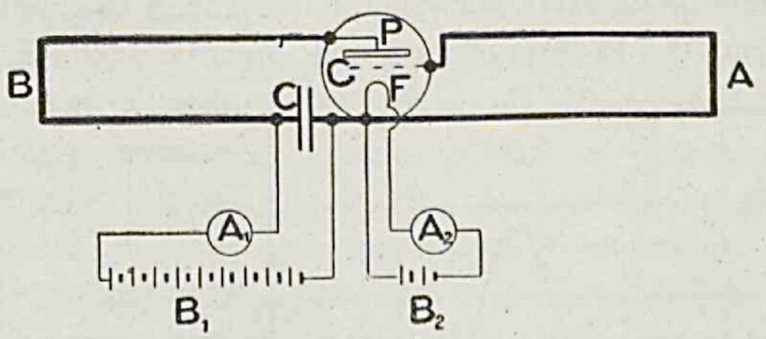


Fig. 18.

op een afstand van 50 cM. of meer van een paar Lecherdraden opgesteld wordt en dus hiermee in het geheel niet verbonden, zal, wanneer deze draden in resonantie worden gebracht er een stroom in optreden die nog groote uitslagen geeft van een, op de reeds beschreven wijze ermede verbonden Duddellgalvanometer. Door de lengte van een Lechersysteem, dat aan beide zijden open is, in de onmiddellijke nabijheid van $\lambda/2$ met constante stukken van 0.5 mM. te veranderen en daarbij de galvanometer uitslagen op te nemen, werd de resonantiekromme van fig. 19 (pag. 76) verkregen met een golflengte van ongeveer 3.76 meter. Hieruit blijkt dat, wanneer de golflengte 3.76 meter bedraagt, deze laatste gemeten kan worden met een nauwkeurigheid van *één tiende millimeter*.

Voor verdere details aangaande het opwekken en meten van deze korte continue golven moge verwezen worden naar Phil. Mag. (1919) p. 90.

De Blondlotgenerator werd bij de verdere metingen

aan glimlichtontladingen vervangen door den beschreven triode-generator. Tevens werd een wijdere ontladingsbuis geblazen, van 32 mM. doorsnede, daar, zooals bekend is, de afstand tusschen opeenvolgende stratificaties in het positieve glimlicht nooit grooter is dan de diameter van de buis. Door deze vergrooting van den buisdiameter konden dus de stratificaties verder uiteen gebracht worden en, bij het gebruik van continue golven vonden de storingen, die de gedempte golven uitoefenden op de glimlichtontlading, niet meer plaats, terwijl toch de galvanometeruitslag de zelfde kon worden gehouden. Ten einde dezen invloed van de golven op de ontlading geheel te doen verdwijnen, was een zeer losse koppeling van de triodeketens met het Lechersysteem noodzakelijk, en moest de triode

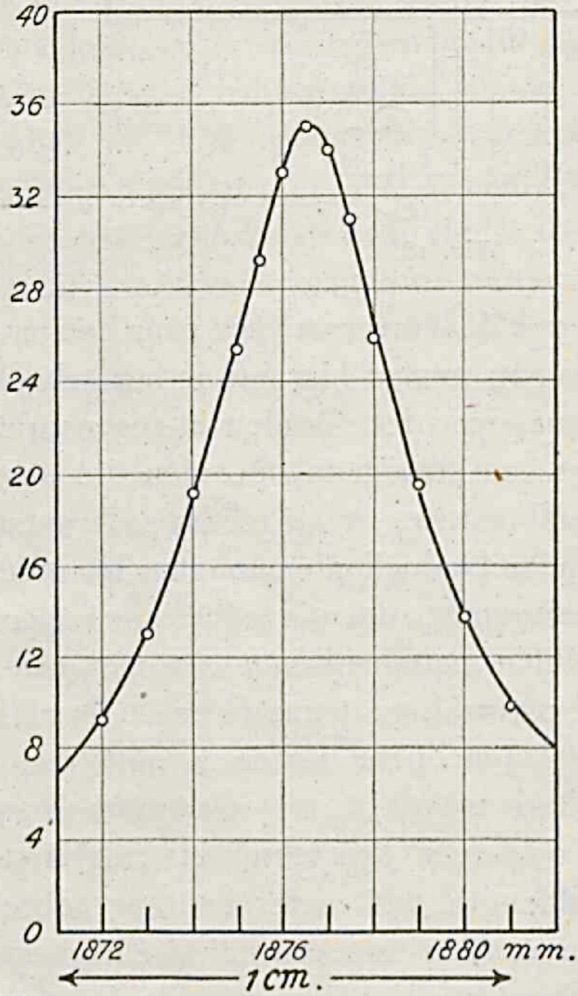


Fig. 19.

minstens 50 cM. verwijderd zijn van de naastbijzijnde einden der Lecherdraden.

De golven bij deze proeven gebruikt hadden een lengte van 376 cM., en de afwezigheid van storingen van de glimlicht-ontlading werd geconstateerd door eenige malen de gloeidraad van de triode in en uit te schakelen, en daarbij het gedrag na te gaan van de glimlicht-ontlading en den glimlicht-stroom. De laatste onderging geenerlei verandering bij het aanzetten der golven, noch kon er bij genoegzaam losse koppeling tusschen triode en Lecher-systeem eenige variatie gevonden worden in de plaatsen die de verschillende gedeelten van de ontlading in de buis innamen. In het bijzonder werd hierop onderzocht de donkere Faraday-ruimte die te voren zeer gevoelig was gebleken voor de aanwezigheid van de golven.

Terwijl dus de invloed van de golven op de glimlichtontlading geheel kon worden vermeden, bleef, wat ons doel was, de invloed van de glimlichtontlading op de golven. Het geleidingsvermogen van de verschillende gedeelten van de ontlading kon op de beschreven manier bij resonantie worden nagegaan, met uitzondering van de gedeelten direkt grenzend aan de electroden, en dàt deel van het negatieve glimlicht dat het grootste geleidingsvermogen bezit. Deze gebieden hadden door de aanwezigheid òf van de electroden, òf van het zeer groote geleidingsvermogen, een verstemming van het Lechersysteem ten gevolge, wat bleek doordat soms een verkorting van eenige centimeters noodig was om het Lechersysteem weer in resonantie te brengen met de triode-golven.

Echter kon zeer goed het verloop van het geleidingsvermogen worden gevonden over de stratificaties der positieve kolom en het positieve einde van de negatieve donkere ruimte.

Figuur 20 geeft eenige metingen voor waterstof van $p = 0.500$ mM. drukking en ontladings-stroomsterkte

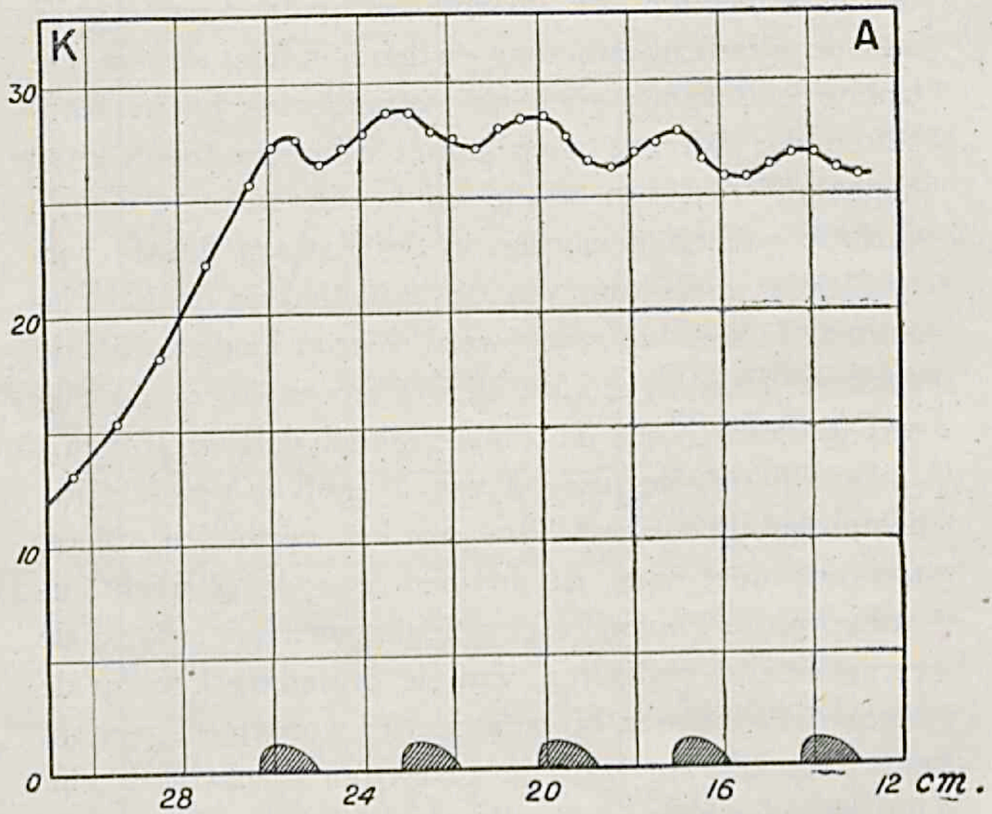


Fig. 20.

$i = 4.0 \times 10^{-3}$ amp. Figuur 21 is eveneens opgenomen met waterstof doch van een kleinere drukking p ongeveer 0.3 mM. en aanmerkelijk kleinere stroomsterkte $i = 0.89 \cdot 10^{-3}$ amp. Het verloop van het geleidingsvermogen is hier, evenals in de vorige figuren, omgekeerd aan het verloop van de galvanometer-uitslagen,

die afnamen bij een toenemende absorptie en geleidingsvermogen. Deze metingen doen weer het groote geleidingsvermogen in de negatieve donkere ruimte zien, terwijl in beide gevallen een minimum van geleidingsvermogen voorkomt (maximum galvanometer uitslag) bij het scherp begrensde negatieve einde van

Fig. 21.

elke stratificatie. (In figuur 20 en 21 is de anode te denken in het punt 0 der abscissen en kathode in 42.2).

Dit minimum van geleidingsvermogen werd steeds aan het negatieve einde van de stratificaties gevonden. Zorgvuldig werd daartoe de ontladingsbuis over een

kleinen afstand verschoven terwijl de galvanometer-uitslagen gevolgd werden, en wel bij de uiteenloopende drukkingen en stroomsterkten die te zamen een onderbroken positief glimlicht toelaten. Alleen wanneer bij hoogere drukkingen de stratificaties zeer dicht bijeen kwamen te liggen, kon de variatie van het geleidingsvermogen daarover niet meer worden aangetoond. In de proeven van fig. 20 en 21 werd gewerkt met waterstof waaraan een weinig terpentijndamp was toegevoegd ten einde de verdeeling der positieve kolom in lagen scherp afgescheiden te maken. Verder geeft voor lucht figuur 22 een voorbeeld (De golfamplitude verminderde hier gedurende de metingen een weinig, daar bij de proefnemingen nog geen temperatuurevenwicht was ontstaan in de triode). Hier was de drukking $p = 0.080$ mM. en $i = 0.15 \cdot 10^{-3}$ amp.

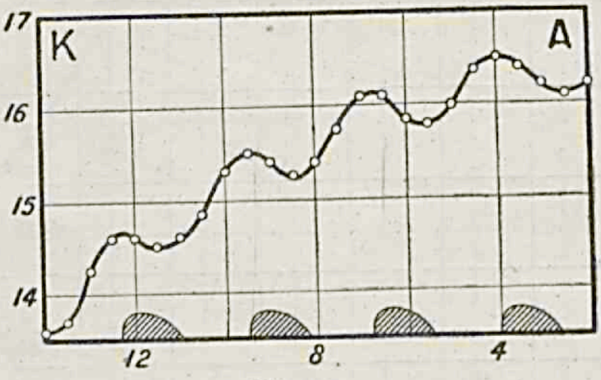


Fig. 22.

Zooals uit de figuur blijkt, is ook bij lucht het maximum van geleidingsvermogen op de zelfde plaats te vinden als bij waterstof.

De juist beschreven proeven werden genomen zonder toevoeging van de beide kwartcirkelvormige draden om de ontladingsbuis, en de laatste bevond zich dus vrij in de ruimte tusschen de open einden der Lecherdraden.

Mèt deze toevoeging, waarbij het veld dus zeer geconcentreerd was, werden de waarnemingen gedaan van figuur 23. Het gas was hier waterstof, drukking

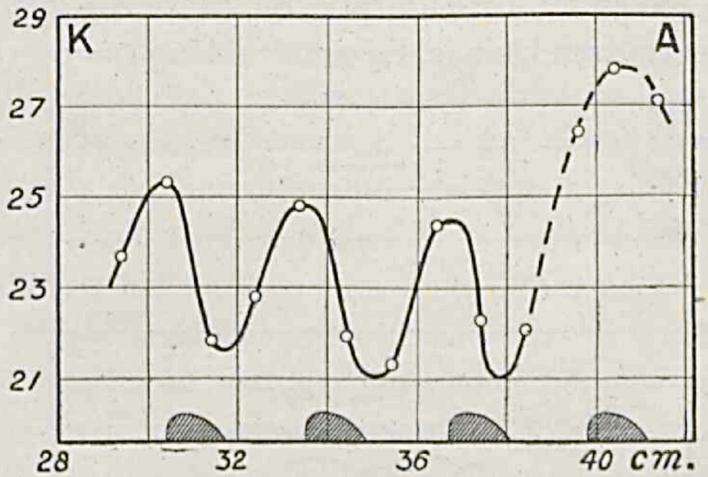


Fig. 23.

$p = 0.45$ mM. en $i = 0.60.10^{-3}$ amp. Ook in deze figuur valt het minimum van geleidingsvermogen (maximum galvanometerstroom) weer aan het negatieve einde der stratificaties. Door de aanwezigheid van de de buis gedeeltelijk omvattende draden zijn de minima en maxima hier meer geprononceerd, maar de plaats daarvan is dezelfde.

Ten slotte werd nagegaan hoe het geleidingsvermogen in de positieve kolom verandert bij afnemende gasdrukking, terwijl de ontladingsstroomsterkte constant werd gehouden op $i = 2.5.10^{-3}$ amp. door middel van een in de keten aangebrachten variabelen waterweerstand.

Vooruit hadden wij ons overtuigd dat het geleidingsvermogen over het grootste gedeelte van een continue positieve kolom slechts weinig afneemt in de richting

van de kathode. Het resultaat van eenige metingen bij constante stroomsterkte, is voor lucht weergegeven in figuur 24. Hieruit blijkt dat eerst, bij een drukking $p = 0{,}400$ mM., de absorptie en daarmede het geleidingsvermogen klein is. Bij een drukking $p = 0{,}215$ mM.

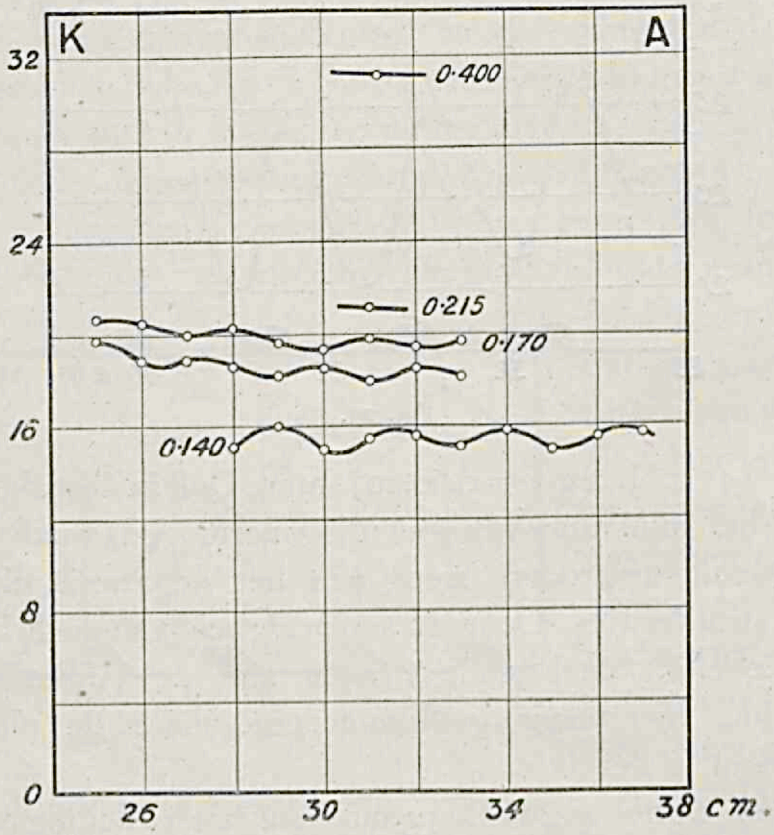


Fig. 24.

nemen beide aanmerkelijk toe en begint de positieve kolom aan het negatieve einde zich te splitsen in eenige stratificaties. Bij verder reduceeren van de drukking tot $p = 0{,}170$ mM. neemt het geleidingsvermogen nog meer toe, en worden de stratificaties scherper. Ten slotte bij $p = 0{,}140$ mM. zijn de stratificaties zeer mooi ontwikkeld, en het geleidingsver-

mogen, dat gemiddeld nog meer is toegenomen, vertoont zeer duidelijk de periodieke variatie over de stratificaties.

Het op de omschreven manier gevonden verloop van het geleidingsvermogen over de as van een glimlichtontlading vertoont meer dan één onderscheid met de resultaten verkregen door middel van afzonderlijk in de ontladingsbuis ingesmolten electroden, waarbij een dwars-stroom in de buis wordt geleid, terwijl uit het verloop van dien dwars-stroom, onder een constant uitwendig potentiaalverschil, gevolgtrekkingen gemaakt worden aangaande het geleidingsvermogen in de verschillende gedeelten van de ontlading. [1])

Wilson vond dat, wanneer tusschen de dwarselectroden een potentiaalverschil gelegd werd niet grooter dan 1,4 Volt, de dwarsstroom evenredig was met dit potentiaalverschil. De verkregen dwarsstroom is dus volgens Wilson evenredig aan het geleidingsvermogen ter plaatse.

De observaties van dezen onderzoeker leiden tot de opvatting dat het maximum van geleidingsvermogen voorkomt in het negatieve glimlicht, wat door onze proeven geheel bevestigd wordt. (Zie figuur 14 en 16).

Het geleidingsvermogen als gevonden met de sondenmethode neemt maar weinig toe bij den overgang van de eerste stratificatie naar de donkere ruimte van Faraday. Met de electrodenlooze methode echter

[1]) H. A. Wilson. Phil. Mag. 49 (1900) p. 505 ook: J. J. Thomson. Cond. of electricity through gases (2nd Ed.) p. 562. Müller-Pouillet. Lehrb. der Physik IV, 3, p. 1168.

neemt in de donkere Faraday-ruimte direct reeds bij de eerste stratificatie het geleidingsvermogen zeer aanmerkelijk toe (zie figuur 14, 16, 17, 20, 21). Ook wordt door de sonden methode een variatie gevonden van het geleidingsvermogen over de positieve stratificaties, maar deze methode wijst op een maximum van geleidingsvermogen midden in de lichte gedeelten van elke stratificatie, terwijl in onze proeven dit maximum steeds valt juist aan het negatieve einde van de lichtende gedeelten (figuur 20, 21, 22, 23). En ten slotte vond de electroden-methode een aanmerkelijke gemiddelde toename van het geleidingsvermogen over de positieve kolom in de richting van de anode, een toename die bij ons of geheel ontbreekt of slechts zeer gering is. (figuur 14, 20, 21, 23, 24).

Het komt ons voor, dat de electrodenlooze methode het verloop van het geleidingsvermogen beter benadert dan de sonden-methode dit doet; en wel om de volgende reden.

Wanneer de beweeglijkheid der positieve en negatieve ionen respectievelijk worden voorgesteld door k_1 en k_2, terwijl n_1 en n_2 resp. de concentratie der positieve en negatieve ionen aangeeft, zal de stroom i door de buis op elke plaats afhangen van de heerschende electrische kracht E als volgt:

$$i = E\,(k_1 n_1 + k_2 n_2),$$

waarbij aangenomen is, wat als eerste benadering gedaan kan worden, dat tengevolge van de botsingen met de gasmoleculen de ionensnelheid overal evenredig is met het potentiaalverval. Daar nu de stroom i in

alle deelen van de buis constant moet zijn, is te verwachten dat het geleidingsvermogen

$$\sigma = k_1 n_1 + k_2 n_2 ,$$

het omgekeerde verloop heeft van de electrische kracht E; dus, waar het potentiaalverval een maximum vertoont, is een minimum te verwachten van het geleidingsvermogen. Dit nu wordt niet gevonden bij de sondenmethode van WILSON, waarop deze zelf reeds wijst. [1])

Wèl is dit hèt geval met de waarnemingen met de electrodenlooze methode verkregen. Daar onze figuren, zooals ze gegeven zijn, galvanometeruitslagen voorstellen, en deze ongeveer omgekeerd evenredig zijn met het ter plaatse heerschende geleidingsvermogen, zijn de gegeven figuren direct vergelijkbaar met de door SKINNER [2]) en WILSON [3]) gegeven krommen, voorstellend het verloop van de electrische kracht E.

De E [4]) is minimum aan de positieve zijde van het negatieve glimlicht. Onze galvanometeruitslagen vertoonen het minimum op de zelfde plaats (fig. 14, 16, 17). De electrische kracht neemt vervolgens continu toe geheel tot aan de eerste positieve stratificatie. Figuur 14, 16, 17, 20, 21, vertoonen eveneens een zelfde toeneming van de galvanometer-uitwijkingen in dit gebied. De E wordt voorts, afgezien van de

---

[1]) Zie b.v. J. J. THOMSON. Cond. of Electricity through Gases (2nd Ed.) p. 561.

[2]) Wied. Ann. 68 (1899) p. 572.

[3]) Phil. Mag. 49 (1900) p. 505. Zie ook MÜLLER-POUILLET. Lehrb. der Physik IV 3 p. 1168.

[4]) THOMSON Cond. of Electr. through Gases. 1st Ed. p. 437. 2nd Ed. p. 561.

periodieke variaties over de stratificaties geleidelijk een weinig kleiner in de positieve kolom, gaande naar de anode. Juist het zelfde geldt voor onze galvanometeruitslagen, zooals figuren 17, 20, 21, 23, 24 doen zien. De minima van de periodieke E in de stratificaties liggen steeds in de donkere deelen vlak bij de negatieve einden der stratificaties. Minima van de galvanometeruitslagen werden ook juist op deze plaatsen gevonden, zooals blijkt uit figuren 20, 21, 22, en vooral 23.

Inderdaad geven al onze waarnemingen van het geleidingsvermogen krommen van nauwkeurig den zelfden vorm als die, verkregen op totaal andere wijze, voor het verloop van de electrische kracht over de glimlichtontlading.

Dat de met de electrodenlooze methode verkregen krommen niet overeenstemmen met de door de sondenmethode voor het geleidingsvermogen gevonden curven, komt ons voor te moeten worden toegeschreven aan de storingen in de glimlichtontlading, door de aanwezigheid van de sonden daarin teweeg gebracht. Op deze storingen is reeds gewezen door H. A. Wilson en J. J. Thomson. De eerstgenoemde vermoedt, dat een vergrooting van de dwarsstroomen in de lichtende deelen van de ontlading mogelijk is ten gevolge van het photo-electrisch effect, waarbij de sonden zelf ionen zouden uitzenden. Deze direkte en indirekte storingen zijn bij onze methode geheel vermeden, en daar de waarnemingen in zeer goede overeenstemming zijn met het verloop van den potentiaal-gradient mogen wij besluiten dat de electrodenlooze methode beter de waarden van het geleidingsvermogen in de verschil-

lende gedeelten van de glimlicht-ontlading aangeeft dan het geval is bij de sonden-methode.

Het komt ons voor dat de electrodenlooze methode, waarbij, door middel van wisselstroomen van zeer hooge frequentie, het mogelijk is, langs electrischen weg, eventueel door een glaswand heen, electrische verschijnselen te meten zonder eenige metallische verbinding, van waarde kan worden geacht, niet alleen voor metingen aan glimlichtontladingen, maar ook overal daar, waar òf het inbrengen van sonden een verschijnsel stoort, òf waar het te onderzoeken verschijnsel moeilijk of niet direkt toegankelijk is, zooals bij zeer veel electrische vacuumproeven het geval is.

In eenige voorloopige experimenten hebben wij deze methode ook toegepast op vlammen, waarbij, zooals bekend, daarin gebrachte electroden spoedig tot gloeihitte komen en thermionen uitzenden die de dwarsstroomen zeer aanmerkelijk beinvloeden. Met de electrodenlooze methode kan, met de gebruikte hooge frequenties, op zeer eenvoudige wijze het geleidingsvermogen van een Bunsen-vlam worden aangetoond, ook dat van een kleine lichtende gasvlam boven een uitgetrokken glazen buis. De zeer sterke toename van het geleidingsvermogen door toevoeging van b.v. *Na Cl* aan de vlam was ook eenvoudig te demonstreeren. De constante amplitude der golven, uitgezonden door een triode, maakt ten slotte mogelijk dat deze proeven met een veel grootere mate van nauwkeurigheid worden uitgevoerd dan met een sonden-methode kan worden bereikt.

g 5903

STELLINGEN.

I. „Die drahtlose Telegraphie ist im Begriffe, sich aus „einer Kunst (die gefühlmässig auf Grund subjectiver Erfah- „rung betrieben wird) zu einer technischen Wissenschaft zu „entwickeln (die rationell auf Grund objektiver Wahrheiten „aufzubauen ist)".

MAX ABRAHAM. *Jahrb. d. drahtl. Tel. XIV* (1919). 152.

II. De gebruikelijke uitdrukking voor den stralingsweerstand R_Σ (in ohm's) van een paraplui-antenne

$$R_\Sigma = 160\,\pi^2 \frac{h^2}{\lambda^2} = 40\,\theta^2$$

waarin

$h =$ hoogte antenne
$\lambda =$ golflengte
$\theta = 2\,\pi h/\lambda$

moet opgevat worden als een, alleen voor $\theta << 1$ geldige benadering, voor de nauwkeuriger uitdrukking

$$R_\Sigma = 30 \sum_{n=1}^{n=\infty} (-1)^{n+1} \frac{n^2 + 2^{2(n-1)}}{n.(2n+1)!} . (2\,\theta)^{2n} =$$

$$= 160\,\pi^2 \frac{h^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{8}{5}\frac{\pi^2 h^2}{\lambda^2} + \frac{5}{63}\frac{\pi^4 h^4}{\lambda^4} \ldots\ldots\right)$$

V. D. P. *Proc. Phys. Soc. London XXIX* (1917). 269.
Jahrb. d. drahtl. Telegr. XIII (1918). 217.

III. Het maximum van energie, dat met behulp van een gesloten trillingsketen (raam-antenne) of open trillingsketen (gewone antenne) aan een gegeven stralingsveld onttrokken en aan een detector gegeven kan worden is, bij verwaarloozing der verliesweerstanden, voor beide trillingsketens nauwkeurig gelijk. Met bereiken van dit maximum is slechts gelimiteerd door de verliesweerstanden.

IV. ZENNECK's berekeningen (*Ann. d. Phys.* 23 (1907). *p.* 846) over de indringing van electromagnetische golven in de aarde zijn onjuist.

Zie ook: ECCLES. *Handbook of W. T.* (2nd *Ed.*) *p.* 160.
FLEMING. *Principles of electric wave telegraphy* (3rd *Ed.*) *p.* 813.
PETIT—BOUTHILLON. *T. S. F. p.* 29.
ZENNECK. *Lehrbuch der drahtl. Telegr. p.* 301.
REIN. *Lehrbuch der drahtl. Telegr. p.* 339.

V. Theoretisch zoowel als experimenteel kan aangetoond worden, dat DRUDE's methode voor de nauwkeurige bepaling van den koppelingsfactor van twee trillingsketens uit de beide maxima van een dubbele resonantie-kromme, niet juist is.

DRUDE. *Physik des Aethers* (1912) *p.* 479.

VI. Een electromagnetisch verschijnsel kan tegelijk stationnair of quasi-stationnair en niet-stationnair zijn.

VII. Bij berekeningen van harmonisch met den tijd verloopende electromagnetische verschijnselen verdient, onder omstandigheden, naast het gebruik van een complexe diëlectrische constante ook aanbeveling de invoering van een complexe permeabiliteit.

VIII. Bij het herkennen van toonshoogten (door het z. g. absolute gehoor) spelen de boventonen een belangrijke rol.

IX. is hooger of lager dan, of gelijk aan al naar men 't neemt.

X. Van een wiskundig oogpunt uit bezien, kan een muzikale compositie slechts in den toonaard van de opening sluiten, wanneer het totale aantal daarin voorkomende enharmonische verwisselingen *even* is.

XI. Op grond van de waarschijnlijkheidsrekening mag men verwachten dat veel onwaarschijnlijks zal voorvallen.

XII. Er is geen voldoende grond voor de bewering dat de winters warmer worden.

XIII. Wanneer men de demping der lichttrillingen in aanmerking neemt, kunnen, in principe, twee dicht naast elkaar gelegen Frauenhofer'sche absorptielijnen elkaar schijnbaar zoowel aantrekken als afstooten.

XIV. De algemeene invoering van het gebruik der rekenliniaal bij het natuurkundig onderwijs verdient groote aanbeveling.